



Titre: Techniques de positionnement d'objets ferromagnétiques en IRM
Title:

Auteur: Ouajdi Felfoul
Author:

Date: 2005

Type: Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis

Référence: Felfoul, O. (2005). Techniques de positionnement d'objets ferromagnétiques en IRM [Master's thesis, École Polytechnique de Montréal]. PolyPublie.
Citation: <https://publications.polymtl.ca/8405/>

 **Document en libre accès dans PolyPublie**
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: <https://publications.polymtl.ca/8405/>
PolyPublie URL:

**Directeurs de
recherche:**
Advisors:

Programme: Unspecified
Program:

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

TECHNIQUES DE POSITIONNEMENT D'OBJETS FERROMAGNÉTIQUES EN
IRM

OUAJDI FELFOUL
INSTITUT DE GÉNIE BIOMÉDICAL
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

MÉMOIRE PRÉSENTÉ EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE MAÎTRISE ÈS SCIENCES APPLIQUÉES
(GÉNIE BIOMÉDICAL)

AVRIL 2005



Library and
Archives Canada

Published Heritage
Branch

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Direction du
Patrimoine de l'édition

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence
ISBN: 978-0-494-47659-8
Our file Notre référence
ISBN: 978-0-494-47659-8

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

The author retains copyright ownership and moral rights in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.


Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Ce mémoire intitulé :

TECHNIQUES DE POSITIONNEMENT D'OBJETS FERROMAGNÉTIQUES EN
IRM

présenté par : FELFOUL Ouajdi

en vue de l'obtention du diplôme de : maîtrise ès sciences appliquées

a été dûment accepté par le jury d'examen constitué de :

Mme. CHERIET Farida, Ph.D., présidente

M. MARTEL Sylvain, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. BEAUDOIN, Gilles, Ph.D., membre

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de recherche, Pr. Sylvain Martel, pour m'avoir fait confiance dès le départ et m'avoir permis de faire partie d'un projet dynamique et ambitieux. Le processus interactif avec lequel Pr. Martel dirige le laboratoire m'a donné l'occasion de me familiariser non seulement avec la recherche mais surtout, il m'a fourni l'opportunité d'acquérir des connaissances que l'on ne peut trouver dans un livre.

Je tiens également à remercier M. Gilles Beaudoin pour ses précieux conseils et son soutien constant pour tout ce qui concerne l'IRM et sa physique. Son temps, généreusement accordé au projet, a permis un avancement rapide et efficace.

Je remercie mes compagnons de laboratoire qui ont participé à leur façon, à rendre ces années de maîtrise mémorables et agréables. Je remercie chacun d'entre eux, pour leur aide tant appréciée aux moments opportuns, pour la diversité et le partage de connaissances qu'ils rendent possible, pour leur sagacité et astucieux conseils et surtout pour leurs nombreuses preuves d'amitié.

À mes chers parents, ma sœur et mes frères, je souhaite exprimer toute ma reconnaissance et je les remercie pour leur encouragement continu.

Résumé

Différentes techniques pour la localisation d'un dispositif ferromagnétique autonome propulsé par des gradients magnétiques spatiaux générés par un système d'imagerie par résonance magnétique (IRM) sont explorées. Le dispositif en question est développé dans le but de concevoir de nouveaux outils pour la chirurgie minimalement invasive. Les travaux effectués dans ce mémoire font partie d'un plus grand projet où plusieurs modules interagissent ensemble afin d'adapter un système d'IRM pour le contrôle de dispositifs miniatures dans le réseau vasculaire.

L'objectif de ce projet de maîtrise est d'explorer les méthodes de localisation du dispositif en question en tenant compte des contraintes globales du projet. En effet, les petites dimensions du dispositif conçu pour naviguer dans le système vasculaire constituent une première contrainte. À ceci s'ajoutent les contraintes temporelles dictées par la nécessité de contrôler la position du dispositif en temps réel. Enfin, l'environnement d'opération du dispositif développé demande une attention particulière étant donné qu'il s'agit du corps humain.

En premier lieu, une technique de localisation se basant sur la mesure du champ magnétique et l'exploitation du modèle du dipôle théorique est développée. Cette technique est testée, utilisant des capteurs magnétiques à effet Hall, sur un montage expérimental qui simule les forces magnétiques présentes dans un système d'IRM. Par la

suite, les capacités d'imagerie de l'IRM sont étudiées. L'incompatibilité magnétique entre le dispositif et la physique du processus de l'acquisition des images constitue un obstacle à l'utilisation de cette modalité pour la localisation. Certains de ces obstacles sont évités par l'utilisation des images de phase et l'exploitation du modèle de l'induction du dispositif. Une méthode de localisation par images de phase est développée et validée sous MATLAB utilisant une sphère ferromagnétique 1010/1020 d'acier en carbone de diamètre 1.5857 mm.

Finalement, une nouvelle technique de localisation passive d'objet ferromagnétique en IRM est développée. Cette technique exploite le champ magnétique qu'induit un objet ferromagnétique en IRM en excitant de façon sélective les spins se trouvant au même équipotentiel en utilisant le gradient du dipôle comme gradient de discrimination spatial. Les images ainsi obtenues représentent la projection en 2D des spins excités et ne dépendent que de la position du dipôle dans l'espace. Puisque les images ainsi obtenues ne varient qu'en fonction de la position du dipôle, une technique de localisation par projection, utilisant une seule ligne de l'espace K , est réalisée. Cette technique est validée grâce à une série d'expériences exécutée sur une grille précise en utilisant des séquences écho de spin. Cette technique de localisation permet de trouver la position uniaxiale d'un objet ferromagnétique exploitant la résolution maximale de l'IRM en moins de 10 ms. Les interférences qui peuvent être causées par les zones de forte différence de susceptibilité du corps humain peuvent être diminuées en choisissant correctement la fréquence de l'onde RF d'excitation ainsi que sa bande passante. Les

recherches effectuées dans le cadre de ce mémoire peuvent être adaptées à la localisation d'outils chirurgicaux tels que les cathéters et les aiguilles de biopsie afin de faciliter et rendre possible les interventions sous IRM.

Abstract

Various techniques for the positioning of an untethered microdevice propelled by magnetic force inside a Magnetic Resonance Imaging (MRI) system are investigated. The Magnetic Resonance Submarine (MR-Sub) project is the first attempt to develop a new navigation system for future small magnetically controlled microdevices using an MRI suited for minimally invasive applications in blood vessels. Real-time positioning of the MR-Sub is of crucial importance since a flaw in the tracking system might have catastrophic consequences on the patient's health.

The goal of this thesis is to investigate positioning techniques for the microdevice being developed by taking into account the constraints of the project. The difficulty in positioning is due to the small dimensions of the device, the complex environment in which it operates and the real time requirement of the application. Proposed dimensions of the device will be about $2/5$ of the vessel diameter for adequate trade-off between magnetic and drag force. In fact, the human body is a very complex and a very heterogeneous medium. Additional constraints come from the MRI magnetic environment where any external instrument added must be magnetically compatible. Caution must be taken to eliminate any risks to the patient's health.

Magnetic tracking of the position of the microdevice is an interesting option since the ferromagnetic material induces a strong magnetic field. Unlike other types of

wireless transmission waves, the magnetic field is not affected by the human body. The use of magnetic sensors for in vivo tracking are discussed and a magnetic positioning technique, using magnetic Hall Effect sensors, are tested on a home made gradient coil for in vitro validation of this approach.

Unfortunately, image artefacts prevent the use of an MRI system to directly track the position of the microdevice. Another alternative was investigated which uses MRI phase images to measure the magnetic distortion induced by the ferromagnetic body. Positioning results on a 1010/1020 carbon steel, 1.5875 mm diameter sphere with gradient echo phase images are presented.

Finally, a novel MR-tracking method that relies on the generation of images of the equipotential curves generated by the magnetic dipole of the object being tracked is developed. A correlation function performed on only one k-space for each of the three axes was necessary to obtain a 3D location of the magnetic dipole with half pixel spatial precision. In this study, the effects of different RF excitation signals were investigated in order to characterize this MR positioning technique. This method was developed for MR-guided endovascular operations based on a miniature untethered devices but it could also be used as a passive tracking method with tools such as catheters or guidewires.

Table des matières

Remerciements.....	iv
Résumé.....	v
Abstract	viii
Table des matières.....	x
LISTE DES TABLEAUX.....	xiii
LISTE DES FIGURES.....	xiv
LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS	xxii
LISTE DES ANNEXES.....	xxiv
INTRODUCTION	1
CHAPITRE 1. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE	3
Introduction	3
1.1. Robot endovasculaire	3
1.1.1. La caméra gastro-intestinale	3
1.1.2. Stereotaxis.....	4
1.1.3. Contrôle magnétique	5
1.2. Intervention endoscopique guidée par IRM.....	6
1.2.1. Positionnement passif	8
1.2.2. Positionnement semi actif	11
1.2.3. Positionnement actif.....	12
1.3. Capteurs magnétiques	13
1.3.1. Détecteur d'anomalie magnétique.....	14
1.3.2. La compagnie ABBESS Instruments	14

1.3.3.	Application médicale des SQUIDS	15
1.4.	Objectifs	16
CHAPITRE 2. MAGNÉTISME ET LOCALISATION DE SOURCE PAR MESURE		
DU CHAMP MAGNÉTIQUE		17
Introduction		17
2.1.	Susceptibilité et perméabilité	18
2.1.1.	Classification des matériaux selon leur susceptibilité.....	20
2.1.2.	Susceptibilité du corps humain	21
2.1.3.	Susceptibilité du sang.....	23
2.2.	Modèle mathématique d'une sphère uniformément magnétisée.....	24
2.3.	Mesure du champ magnétique	30
2.4.	Localisation avec des capteurs magnétiques.....	33
2.5.	Conclusion	38
CHAPITRE 3. IMAGERIE PAR RÉSONANCE MAGNÉTIQUE		40
Introduction		40
3.1.	Principe de l'imagerie par résonance magnétique	41
3.1.1.	Résonance magnétique nucléaire	41
3.1.2.	Encodage spatial du signal en IRM.....	44
3.1.3.	Imagerie 1D et 2D.....	47
3.1.4.	Espace K.....	49
3.1.5.	Séquence IRM.....	51
3.2.	Image d'amplitude d'une sphère ferromagnétique	54
3.2.1.	Distorsion du plan de coupe.....	55
3.2.2.	Distorsion géométrique dans la direction de lecture	58
3.3.	Image de phase	60
3.4.	Image de projection.....	62
3.4.1.	Excitation sélective	62
3.4.2.	Excitation avec une onde unifréquentielle (cas idéal).....	65

3.4.3.	Excitation avec une onde pluri fréquentielle (cas réel).....	66
3.5.	Reconstruction d'image	68
3.5.1.	Transformée de Radon	68
3.5.2.	Théorème de la rétroprojection	69
CHAPITRE 4. LOCALISATION PAR IRM		71
Introduction		71
4.1.	Limitations de l'imagerie d'amplitude.....	71
4.2.	Localisation par images de phase.....	73
4.2.1.	Gradient magnétique	74
4.2.2.	Méthode.....	75
4.2.3.	Détection de lignes.....	77
4.2.4.	Avantages et inconvénients.....	79
4.3.	Localisation par images de projection.....	79
4.3.1.	Méthodes	80
4.3.2.	Résultats	84
4.3.2.1.	Imagerie.....	84
4.3.2.2.	Rapport signal sur bruit (SNR)	86
4.3.2.3.	Durée de l'acquisition	90
4.3.2.4.	Projections 1D.....	93
4.3.2.5.	Localisation.....	94
4.3.2.6.	Précision.....	97
4.3.2.7.	Résolution	100
4.4.	Conclusion	100
CONCLUSION.....		103
RÉFÉRENCES.....		105
ANNEXES		115

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1 : Spécifications des grandes artères du corps humain.	31
Tableau 2.2 : Tableau comparatif des différents capteurs magnétiques [52].....	33
Tableau 3.1 : Caractéristiques des noyaux étudiés en IRM [27].....	41
Tableau 3.2 : Distorsion géométrique en fonction de la fréquence d'excitation et du gradient de lecture.	65
Tableau 4.1 : Déplacement réel de la bille par rapport à la référence.....	83
Tableau 4.2: Position obtenue par corrélation entre la référence et les différents déplacements.	98
Tableau A.1 : Spécifications des capteurs Hall.....	115

LISTE DES FIGURES

- Figure 1.1 : La capsule camera commercialisée par la compagnie *givenimaging* [17]. 4
- Figure 1.2 : Interface usager pour le système de placement de cathéter, « The Niobe® System », de la compagnie stereotaxis [54]..... 5
- Figure 1.3 : Des anneaux de dysprosium montés sur le bout d'un cathéter provoquent une perte locale de signal, permettant ainsi sa localisation [4]. 9
- Figure 1.4 : Imagerie *in vivo* de trois marqueurs paramagnétiques montés sur un cathéter situé dans l'aorte abdominale d'un cochon. (a) séquence écho de gradient (épaisseur de 30mm, TE/TR = 4.6/60 ms, durée de 22 sec) et (b) même protocole d'imagerie avec un gradient de déphasage ajouté à la séquence. Dans (c-f), démonstration des performances de cette technique de visualisation pour des situations de faible contraste entre l'instrument et l'entourage [53]..... 10
- Figure 1.5 : (a) La localisation de cathéter peut se faire par contraste positif en dopant l'instrument par du Gd-DTPA, qui donne un signal plus intense que celui émis par les tissus du corps. (b) le contraste peut être amélioré par un gradient de déphasage dans la direction de sélection de coupe [15]. 11
- Figure 1.6 : Interface usager montrant la trajectoire d'un dipôle magnétique développé par la compagnie ABBESS Instruments [1]..... 15

Figure 2.1 : Schématisation de l'interaction des matériaux ferromagnétiques, paramagnétiques et diamagnétiques avec un champ uniforme externe.	21
Figure 2.2: Classification des matériaux selon leur susceptibilité. La susceptibilité du corps humain est très faible et se situe près de zéro, alors que le matériau qui forme le MR-Sub possède une valeur très élevée (adaptée de [52]).	23
Figure 2.3 : Lignes de flux magnétique. La direction du vecteur densité de flux magnétique B est donnée par la tangente à ces lignes, alors que son intensité est proportionnelle à leurs densités [52].	26
Figure 2.4 : Lignes équipotentiellles dans le plan coronal ou sagittal pour une sphère de 1.58 mm de diamètre et une densité de flux de saturation de 1.14T	27
Figure 2.5 : Lignes équipotentiellles dans le plan transversal pour une sphère de 1.58mm de diamètre et une densité de flux de saturation de 1.14T	28
Figure 2.6 : Visualisation du champ magnétique induit par un dipôle pour un plan qui lui est perpendiculaire.	28
Figure 2.7: Champ magnétique mesuré par un capteur qu'on déplace autour d'une sphère magnétisée. Le champ maximal est donné à un angle nul entre le capteur et la direction du moment magnétique de la bille.	29
Figure 2.8: Ordre de grandeur de certain champ biomagnétique et champ externe. La sphère ferromagnétique est magnétisée par le champ de l'IRM. La valeur calculée du champ correspond à la composante en z du champ induit. La distance est calculée dans l'axe z passant par le centre de la sphère.	32

Figure 2.9 : Montage expérimental développé afin de contrôler une bille avec la force magnétique.	35
Figure 2.10 : Allure du champ magnétique mesuré par un capteur à effet Hall lorsque la bille se déplace verticalement tel que présenté dans (a).	37
Figure 2.11 : Réponse de la boucle de contrôle en position pour trois consignes successives (25 mm, 15 mm et 25 mm).	38
Figure 3.1: Intervalle énergétique entre les deux orientations possibles des protons d'hydrogènes en fonction du champ magnétique appliqué B_0	43
Figure 3.2 : Mouvement de précession de la magnétisation autour de l'axe du champ principal. La fréquence de précession est fonction du champ magnétique.	43
Figure 3.3 : Représentation schématique d'un gradient en IRM. Il s'agit d'une superposition d'un champ qui varie dans l'espace sur le champ magnétique principal. (L'échelle n'est pas respectée).....	45
Figure 3.4 : Système de référence en IRM. L'axe z est selon la direction du champ principal B_0 . Grâce aux gradients magnétiques qui peuvent être orientés selon toutes les directions de l'espace, des coupes sont possibles dans n'importe quelle orientation [25].....	47
Figure 3.5 : Séquence IRM pour générer une projection 1D dont l'équation d'imagerie est donnée par (3.8). La génération d'un signal utile en IRM est basée sur L'application d'une séquence d'événements (onde RF, gradient et CAN) un sujet qui sera traité en détail à la section 3.1.5.	49
Figure 3.6: (a) Espace K , (b) image obtenue par transformation de Fourier [43].....	50

- Figure 3.7 : Les coordonnées de l'espace K sont fonction des gradients appliqués. Partant de l'origine, l'application d'un gradient selon x aura comme conséquence de déplacer les coordonnées selon l'axe kx . L'application d'un gradient selon y aura le même effet selon ky51
- Figure 3.8 : Génération d'un écho par destruction volontaire du signal et sa régénération avec un gradient de polarité opposée. L'aire des deux gradients est identique ce qui implique que le déphasage est nul au temps TE , appelé temps d'écho.52
- Figure 3.9 : Séquence écho de gradient.52
- Figure 3.10 : Séquence écho de spins. On remarque l'insertion d'une seconde onde RF dont le rôle est de générer l'écho.53
- Figure 3.11 : Simulation d'image IRM où dans (a) le cylindre possède la même susceptibilité que l'eau et dans (b) une différence de susceptibilité existe [2].55
- Figure 3.12 : Le processus de la sélection d'une tranche avec une certaine épaisseur est possible par l'application d'un gradient et la syntonisation de l'onde RF sur la fréquence de la tranche désirée. La fréquence augmente linéairement dans l'espace avec une pente de γG_z à cause de l'action du gradient.56
- Figure 3.13 : La présence d'un objet ferromagnétique va modifier non linéairement la fréquence en fonction de l'espace, ce qui aura comme conséquence l'excitation non pas d'un plan, mais d'une surface distordue.57
- Figure 3.14: Déformation du plan de coupe pour une coupe coronale ou sagittale (a) et pour une coupe axiale (b) Les unités sur le graphique sont en mètre.58

- Figure 3.15 : Image de phase d'un dipôle magnétique selon une coupe coronale; (a) image obtenue avec une sphère d'acier en carbone 1010/1020, FOV = 300×300 , Nb = 256, $TE1 = 10$ ms et $TE2 = 14.76$ ms (b) simulation numérique de l'image de phase.....62
- Figure 3.16 : Distribution spatiale des spins ayant la même fréquence de résonance. En s'éloignant du dipôle, la valeur du champ induit diminue ainsi que le décalage fréquentiel par rapport à celle de Larmor.....64
- Figure 3.17: Image du dipôle magnétique (Nb = 1024×1024 , FOV = 300×300 , $\Delta f = 2,000$ Hz) dans le plan transverse (a) et dans le plan coronal (b). L'image du plan sagittal aura la même forme que dans (b) étant la symétrie du champ du dipôle. ...64
- Figure 3.18 : Lors de l'acquisition d'une projection 2D, la position réelle de l'image est translatée dans la direction du gradient de lecture.66
- Figure 3.19 : Distorsions géométriques pour une excitation réelle.....67
- Figure 3.20 : Projection transversale du volume excité avec une onde RF de (a) 1,000 Hz et (b) 2,000 Hz de décalage. L'amplitude du gradient de lecture utilisé est de 2.57 mT/m.....68
- Figure 3.21 : Illustration de la transformée de Radon 2D qui consiste à l'intégrale ligne selon différents angles.....69
- Figure 3.22 : Théorème de la rétro projection : la transformée inverse 1D d'une ligne de l'espace K est équivalente à la projection avec le même angle dans l'espace de l'image. Dans (a) espace image, dans (b) espace K70

- Figure 4.1 : Image d'une bille ferromagnétique 1010/1020 acier de carbone $B_{Sat} = 1.67$ T de diamètre 3.58 mm (a) image écho de gradient dans le plan sagittal ($T_R/T_E = 1000/10$ ms, FOV = 200×200 mm, Nb = 256×256, , épaisseur de la tranche = 5 mm, distance entre les tranches = 5 mm) (b) image écho de spin dans le plan coronal ($T_R/T_E = 500/20$ ms, FOV = 200×200 mm, Nb = 256×256, épaisseur de la tranche = 5 mm, distance entre les tranches = 10 mm)..... 72
- Figure 4.2 : Image de phase obtenue avec une séquence écho de gradient ($T_{E1} = 10$ ms, $T_{E2} = 14,76$ ms, épaisseur de la tranche = 5 mm et $T_R = 1000$ ms, Nb = 256×256). On remarque les erreurs de symétrie dans la direction de lecture..... 73
- Figure 4.3 : Image IRM de phase et gradient spatial. En (a) image de phase obtenue en IRM, (b) gradient magnétique selon l'axe z, (c) gradient magnétique selon l'axe y. Les images obtenues par simulation sont représentées par (d) simulation des images de phase, (e) gradient théorique selon l'axe z et (f) gradient magnétique selon l'axe y..... 74
- Figure 4.4 : Traitement effectué sur les images de phase, en (a) et (b) on voit le gradient spatial selon x et y, en (c) et (d) un filtre de détection de seuil est appliqué, seul les zones de transition sont visibles sur ces images. 76
- Figure 4.5 : Transformée de Radon des images binaires obtenues après seuillage. 77
- Figure 4.6 : Signification de l'angle θ et de la distance x' dans le diagramme de la transformée de Radon. 78
- Figure 4.7 : Lignes reconstruites par la transformée inverse de Radon. Théoriquement, l'intersection des lignes indique la position du dipôle. 78

Figure 4.8 : Montage utilisé pour maintenir la bille dans le milieu gélatineux. Le montage dans (a) permet de déplacer la bille avec des quantités connues. Dans (b) la tige filetée sur laquelle la bille est attachée permet de faire des déplacements d'environ 150 μm	82
Figure 4.9 : Séquence écho de spins sans gradient de sélection de tranches utilisée pour l'imagerie.	84
Figure 4.10 : Images de projection obtenues avec différents décalages fréquentiels qui sont de (a) 500, (b) 600, (c) 700, (d) 800, (e) 1,000, (f) 2,000, (g) 15,000 et (h) 20,000 Hz	86
Figure 4.11 : Courbe du signal sur bruit (SNR) en fonction du décalage fréquentiel pour une onde RF d'excitation de durée 2560 μs	88
Figure 4.12 : Graphique des dimensions de la région excitée en mm en fonction du décalage fréquentiel.	88
Figure 4.13 : Graphique des dimensions de la région excitée en <i>mm</i> en fonction du décalage fréquentiel de l'onde RF d'excitation sur lequel est superposé les dimensions théoriques de la région excitée.....	89
Figure 4.14 : Graphique du rapport signal sur bruit (SNR) en fonction de la durée de l'onde RF d'excitation. Le décalage fréquentiel est maintenu fixe à 6000 Hz . Le SNR maximal se trouve entre 768 et 1280 μs , correspondant à une largeur de bande de 1302 et 780 Hz respectivement.	89
Figure 4.15: Les quatre étapes qui déterminent le temps nécessaire à une séquence écho de spins pour l'acquisition d'une ligne de données.	91

Figure 4.16 : Images de projection obtenue avec une séquence écho de gradient. Le décalage fréquentiel est de 2,000 Hz.....	93
Figure 4.17 : Projection 1D selon la direction de lecture d'images transversales prises avec un décalage fréquentiel de (a) 2,000, (b) 4,000, (c) 10,000 et (d) 20,000 Hz...	94
Figure 4.18: Histogramme d'erreur obtenue pour la technique de localisation par projection de dipôle magnétique. 70 % des erreurs sont comprises dans l'intervalle 0-100 μm . L'erreur moyenne est 0.1286 mm.	99
Figure 4.19 : Erreurs entre les positions réelles et expérimentales pour un déplacement de 150 μm par position.....	100
Figure 4.20 : Graphique du volume excitée en fonction du décalage fréquentiel et du diamètre d'une sphère ayant une densité magnétique à la saturation de 1.67 T.	101
Figure A.1 : Dimensions des capteurs Hall utilisés	116

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

a	Rayon d'une sphère
B	Induction magnétique ou densité de flux (W/m^2 ou T)
B_0	Densité de flux magnétique statique de l'IRM (T)
CAN	Convertisseur analogique à numérique
F_m	Force Magnétique (N)
FT	Transformée de Fourier
G_c	Gradient de sélection de coupe
G_p	Gradient de phase
G_l	Gradient de lecture ou de fréquence
H	Champ magnétique (A/m)
h	Constante de Planck ($h=6.6256 \cdot 10^{-34}$ J.s)
I	Spin nucléaire
IRM	Imagerie par résonance Magnétique
m	Moment magnétique (A.m^2)
M	Aimantation (A/m)
ppm	Partie par million
\mathfrak{R}	Transformée de Radon

RF	Fréquence Radio
RMN	Résonance Magnétique Nucléaire
SNR	Rapport signal sur bruit
χ	Susceptibilité magnétique
γ	Facteur gyromagnétique (MHz/T)
ρ	Densité de spin
μ	Perméabilité magnétique (Henry/m)
μ	moment magnétique nucléaire
μ_0	Perméabilité du vide ($\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{Hm}^{-1}$)
μ_r	Perméabilité magnétique relative
°	Degré

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE A : SPÉCIFICATION DES CAPTEURS HALL	115
ANNEXE B : CODE SOURCE MATLAB	116
ANNEXE C : PUBLICATIONS.....	118

INTRODUCTION

Le projet MR-Sub (*Magnetic Resonance Submarine*) a été créé avec l'objectif de concevoir de nouveaux outils pour la chirurgie minimalement invasive. Il consiste à développer un dispositif ferromagnétique miniature pour qu'il opère dans le système cardiovasculaire et à concevoir des modules externes de propulsion, de localisation et de contrôle afin d'obtenir le dispositif le plus simple et le plus petit possible. De cette manière, il sera envisageable d'atteindre les vaisseaux sanguins auxquels les instruments médicaux actuels ne peuvent accéder. La propulsion est assurée par la force induite sur un matériau ferromagnétique magnétisé par un champ statique lorsqu'il est soumis à un gradient magnétique spatial. Le champ et les gradients magnétiques en question sont fournis par un système d'imagerie par résonance magnétique (IRM), disponible dans la plupart des hôpitaux à travers le monde. La localisation du dispositif en question fait l'objet du présent mémoire.

Les différentes options envisagées pour la localisation sont divisées en 2 groupes. Le premier intègre les techniques qui utilisent et exploitent les capacités intrinsèques d'imagerie de l'IRM. Le deuxième, quant à lui, regroupe les systèmes externes pouvant être incorporés à l'IRM en vue de la localisation du dispositif. L'utilisation de méthodes externes pour le suivi de la position a l'avantage de libérer les ressources de l'IRM pour la propulsion, permettant ainsi de contrôler plus efficacement le dispositif. En revanche,

l'ajout de composants externes aux IRMs peut complexifier l'intégration de cette technologie dans le milieu clinique. L'utilisation de l'IRM pour les deux tâches, la propulsion et la localisation, a, quant à lui, l'avantage de simplifier le système de localisation. Par contre, cette technique nécessite un multiplexage temporel entre la propulsion et la localisation, complexifiant davantage le contrôle.

Après avoir investigué les deux approches, le concept d'utiliser l'IRM pour la localisation du dispositif a été retenu. Des problèmes de compatibilité magnétique entre les matériaux ferromagnétiques et l'IRM empêchent la visualisation directe du dispositif sur des images. Ceci a nécessité la recherche de nouvelles séquences d'imagerie en tenant compte des propriétés magnétiques du MR-Sub. Nous avons réussi à développer un système de localisation qui exploite la résolution maximale d'un IRM dans un temps aussi petit que 10 ms par axe spatial.

Ce mémoire est divisé en quatre chapitres. Dans le premier, une revue bibliographique des sujets ayant un lien avec le module de localisation du projet MR-Sub est présentée. Le deuxième chapitre, contient une description des propriétés magnétiques du dispositif et de son interaction avec l'IRM ainsi qu'un système de localisation à base de capteurs magnétiques. Le troisième chapitre contient les principes de base de l'imagerie par résonance magnétique qui sont nécessaires à la compréhension des techniques de localisation développées. Finalement, le quatrième chapitre décrit la méthode et les résultats des différentes approches étudiées pour la localisation par IRM.

CHAPITRE 1. REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

Introduction

Cette revue bibliographique comporte trois thèmes. Le premier est relié à l'état actuel de la robotique qui vise le corps humain comme environnement opératoire. Le second est relié à l'utilisation de l'IRM dans la chirurgie minimalement invasive et les méthodes de visualisation des instruments médicaux tels que les cathéters et les aiguilles. Le dernier thème concerne la localisation d'objets à l'aide de capteurs magnétiques par la résolution du problème inverse exploitant la détection d'anomalies magnétiques.

1.1. Robot endovasculaire

Les technologies de microfabrication et de microélectronique ont permis l'émergence d'une nouvelle ère de recherche : la robotique *in vivo*. Plusieurs chercheurs s'intéressent à la conception de robots miniatures autonomes opérant à l'intérieur du corps humain. Bien que la discipline soit encore jeune, on trouve déjà sur le marché des produits exploitant les percées effectuées dans ce domaine, ils seront présentés dans les sous-sections suivantes.

1.1.1. La caméra gastro-intestinale

Un premier exemple de ces produits, est la caméra gastro-intestinale, commercialisée par la compagnie *givenimaging* [17]. Il s'agit d'une caméra miniaturisée

(11×30 mm) qu'un patient peut avaler. La capsule contenant la caméra enregistre des images de l'estomac et de l'intestin pendant qu'elle les traverse, emportée par le mouvement naturel du système digestif. Les images sont transférées via un lien de communication sans fil à une unité de sauvegarde externe. La position de la caméra est déduite selon l'intensité du signal reçu. Autrement, aucun contrôle n'est exercé sur la caméra pendant son déplacement passif.



Figure 1.1 : La capsule camera commercialisée par la compagnie *givenimaging* [17].

1.1.2. Stereotaxis

La compagnie stereotaxis [54] a développé, il y a 16 ans, le *Video Tumor Fighter* qui visait à déplacer un cylindre ferromagnétique nommé *thermoseed* au travers des tissus du cerveau afin d'atteindre une tumeur [20-24,28,39,42,46]. La propulsion est assurée par des bobines de gradient magnétique situées autour de la tête du patient. Une fois la tumeur pénétrée, le cylindre ferromagnétique est chauffé par courants de Foucault en utilisant des excitations aux fréquences radio (RF). La fluoroscopie sous rayon X est utilisée pour visualiser et contrôler en position le cylindre ferromagnétique. La compagnie Stereotaxis a changé d'axe de recherche et développe maintenant un système dont le but est d'automatiser le placement des cathéters, « The Niobe® System »

[42,50,61]. La supervision de l'opération se fait à l'aide d'un système de fluoroscopie fourni par Siemens.

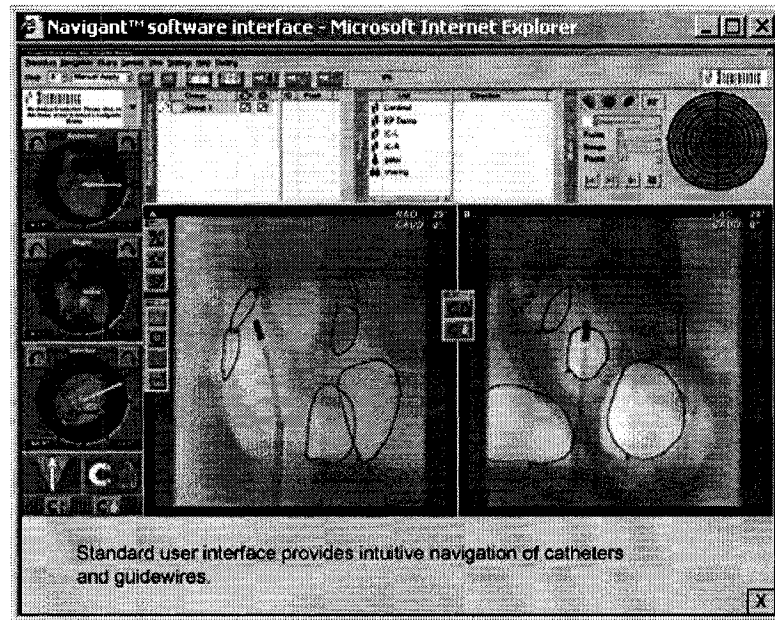


Figure 1.2 : Interface usager pour le système de placement de cathéter, « The Niobe® System », de la compagnie stereotaxis [54].

1.1.3. Contrôle magnétique

Un groupe de recherche en Suisse sous la supervision du professeur Bradley Nelson a étudié le guidage magnétique de microrobots dans le corps humain [64]. Il propose d'utiliser des bobines de Maxwell pour générer de puissants gradients de champ magnétique afin de générer des forces de propulsion sur des microdispositifs. La localisation du robot est assurée par un moyen optique utilisant une caméra CCD. À ce jour, aucune modalité de localisation *in vivo* n'a été rapportée dans la littérature.

1.2. Intervention endoscopique guidée par IRM

Les interventions chirurgicales guidées par imagerie jouent un rôle très important dans le traitement de plusieurs maladies vasculaires. Présentement, la fluoroscopie sous rayon X est la modalité d'imagerie la plus utilisée lors de ces interventions. L'utilisation d'un agent de contraste et l'opacité des instruments permet de visualiser directement les vaisseaux sanguins ainsi que les instruments sur des images de projections. L'IRM n'est pas encore « réellement » exploitée pour cette application, bien qu'elle possède plusieurs avantages qui en font une excellente candidate en vue de guider, suivre et contrôler les interventions thérapeutiques et diagnostics minimalement invasives [47,9,37,59]. Ces principaux avantages sont :

- Absence de radiations ionisantes, ce qui fait que, généralement, elle ne présente pas de danger ni pour le patient ni pour le médecin.
- Présence d'un excellent contraste entre les différents tissus de l'organisme, la rendant capable de différencier les vaisseaux sanguins, les nerfs et les tissus mous.
- Existence d'une multitude de paramètres d'imagerie la rendant capable de diagnostiquer plusieurs types de lésions.
- Possibilité d'effectuer de l'imagerie fonctionnelle de l'organisme.
- Résolution spatiale pouvant être abaissée en dessous du millimètre.

- Permet l'acquisition de coupes dans les trois dimensions de l'espace et de tranches tridimensionnelles.
- Possibilité d'acquisition d'images en moins d'une seconde avec des séquences d'imagerie spécialisées telles que l'écho planaire.

Néanmoins, plusieurs situations empêchent l'utilisation efficace de l'IRM. Les implants métalliques dégradent l'image et peuvent, dans certaines situations, engendrer un échauffement local. Les patients ayant des stimulateurs cardiaques sont interdits d'accès à l'IRM compte tenu du danger relié au mal fonctionnement de ces derniers. La visualisation des instruments en IRM n'est pas aussi directe qu'en fluoroscopie par rayon X en raison des propriétés magnétiques des matériaux utilisés. L'introduction en IRM d'un matériau, dont les propriétés magnétiques sont différentes de celles du corps humain, engendre des artéfacts¹ dans les images [6,12,19,65], un sujet qui sera traité plus en détail au Chapitre 3 de ce mémoire. Les artéfacts de susceptibilité magnétique créent une région d'absence de signal autour de l'objet pouvant être plusieurs fois plus grande que l'objet lui-même, rendant difficile sa localisation. Plusieurs techniques de positionnement d'instruments médicaux ont alors été suggérées, faisant apparaître trois catégories, soient le positionnement passif [5,15,41,57,58,60], semi actif [18] et actif [13,26,48,67,3,8,56].

¹ Artéfact est un terme utilisé en imagerie médicale pour désigner toutes différences entre l'objet réel et l'image résultante.

1.2.1. Positionnement passif

Les techniques passives de positionnement de cathéters et d'instruments médicaux en IRM exploitent la différence de susceptibilité entre les tissus humains et l'instrument en question. Le positionnement passif en IRM a comme principal avantage la simplicité d'utilisation puisqu'il ne nécessite pas de changement aux IRM cliniques. Son principal inconvénient est sa lenteur étant donné que l'imagerie peut prendre quelques secondes. De nouvelles techniques d'imagerie permettent de réduire le temps d'acquisition, mais souvent au détriment de la résolution. Les recherches dans ce domaine visent à diminuer le temps nécessaire au positionnement et à améliorer le contraste entre l'instrument et l'entourage pour une meilleure visualisation de ce dernier.

Dans les premiers travaux se rapportant à la compatibilité magnétique et à la visualisation en IRM, Kochli et al. et Rubin et al. ont mené des tests sur plusieurs instruments médicaux de type ferromagnétique et paramagnétique [32,51]. Leur objectif était de trouver les instruments qui pouvaient être visualisés en IRM avec l'imagerie ultra rapide sans générer trop d'artéfact ni de distorsions non désirées. Ils ont trouvé que la plupart des guides métalliques et cathéters standard ne sont pas compatibles avec l'IRM et sont inutilisables en raison des larges artéfacts qu'ils engendrent. Ainsi, il est devenu nécessaire de développer des instruments compatibles avec l'IRM. Il fallait trouver des instruments médicaux qui provoquent une perte de signal assez importante pour être visualisés dans l'image sans qu'elle s'étende plus loin que l'entourage direct de l'instrument.

La visibilité des cathéters est améliorée en plaçant des anneaux d'un élément paramagnétique, le dysprosium, au bout de l'instrument. Les anneaux de dysprosium créent localement une perte de signal facilement reconnaissable sur les images IRM (Figure 1.3). Une angioplastie avec visualisation presque temps réel (une image par seconde) était réalisée *in vitro* ainsi que *in vivo* avec cette technique [4].

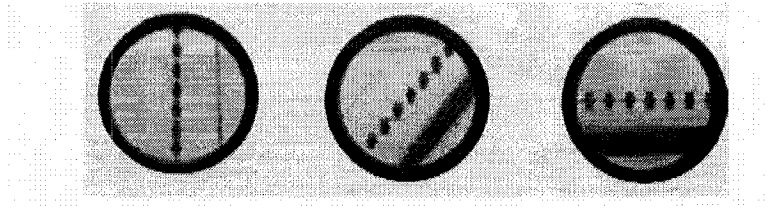


Figure 1.3 : Des anneaux de dysprosium montés sur le bout d'un cathéter provoquent une perte locale de signal, permettant ainsi sa localisation [4].

Le contraste entre les différents organes et l'instrument peut être amélioré en ajoutant un gradient de déphasage dans la direction de sélection de coupe, au moment de l'excitation. La visualisation du cathéter peut se faire non pas par les zones noires correspondantes à la perte de signal, mais en affichant la région entourant les anneaux plus intensément que le fond de l'image [53]. L'application d'un gradient de compensation induit une perte de signal dans l'image faisant apparaître le cathéter brillant et noircit le reste de l'image (Figure 1.4). Cette technique visualise l'instrument par contraste positif contrairement au contraste négatif obtenu sans compensation.

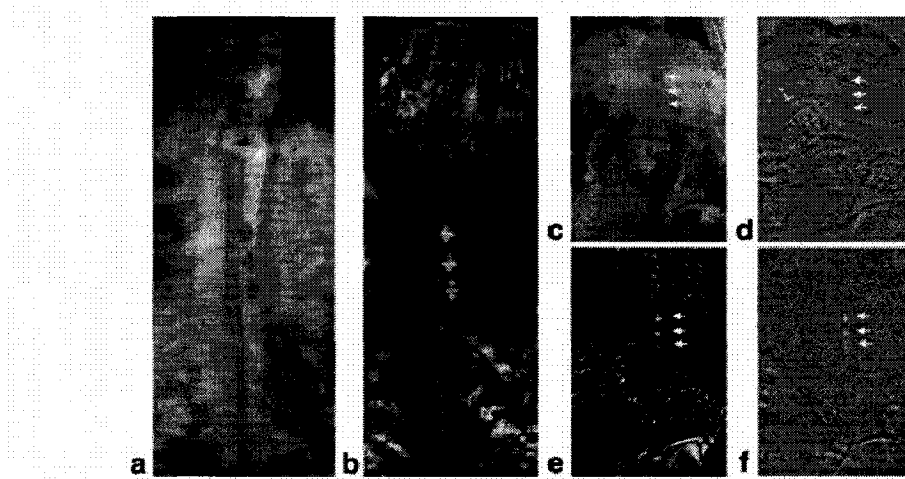


Figure 1.4 : Imagerie *in vivo* de trois marqueurs paramagnétiques montés sur un cathéter situé dans l'aorte abdominale d'un cochon. (a) séquence écho de gradient (épaisseur de 30mm, TE/TR = 4.6/60 ms, durée de 22 sec) et (b) même protocole d'imagerie avec un gradient de déphasage ajouté à la séquence. Dans (c-f), démonstration des performances de cette technique de visualisation pour des situations de faible contraste entre l'instrument et l'entourage [53].

Un contraste positif peut être obtenu en dopant l'instrument avec du Gd-DTPA 4-6% qui génère une surintensité dans une image IRM. Cette technique est utilisée dans [57], tel que présentée à la Figure 1.5a. Le Gd-DTPA possède un temps de relaxation longitudinal très rapide et présente ainsi un signal plus intense que celui émis par les tissus biologiques si les images sont acquises avec un temps de répétition très petit. L'ajout d'un gradient de compensation améliore encore le contraste (Figure 1.5b).

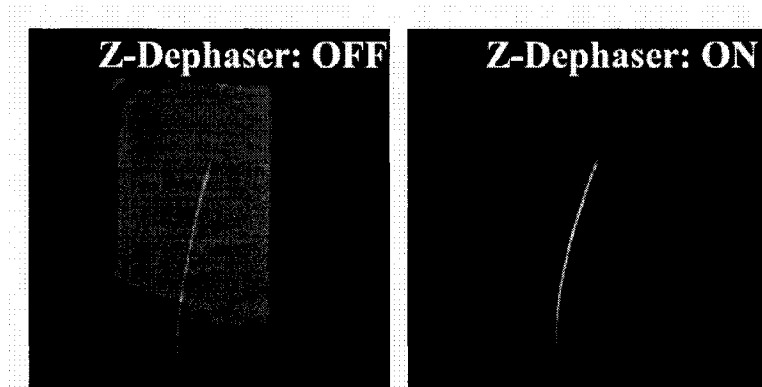


Figure 1.5 : (a) La localisation de cathéter peut se faire par contraste positif en dopant l'instrument par du Gd-DTPA, qui donne un signal plus intense que celui émis par les tissus du corps. (b) le contraste peut être amélioré par un gradient de déphasage dans la direction de sélection de coupe [15].

En positionnement passif, un compromis doit être fait entre la résolution spatiale et temporelle. Dans [4], une cathétérisations cardiaque a été effectuée sur 20 patients en utilisant le positionnement passif de cathéter. La résolution spatiale a été sacrifiée au détriment de la résolution temporelle vu qu'un taux de 10 images par seconde était requis pour la manipulation de l'instrument. Dans [44], un remplissage radial de l'espace K est utilisé, permettant ainsi de choisir le nombre de lignes à mesurer. Ce paramètre permet de choisir entre une image de haute résolution avec plusieurs lignes et une acquisition rapide de l'image avec le minimum de lignes. Une résolution spatiale de $2 \times 2 \times 8$ mm avec un taux de 4 à 6 images par seconde est atteinte.

1.2.2. Positionnement semi actif

Le principe du positionnement semi actif est sensiblement semblable à celui du positionnement passif. Par contre, la différence de susceptibilité nécessaire pour induire

une perte de signal est contrôlée par un moyen externe. Il s'agit de placer une bobine, reliée à une source de courant externe, au bout du cathéter. L'alimentation de la bobine est contrôlée à l'aide d'un commutateur. Lorsqu'alimentée, la bobine induit un champ magnétique qui détruit le signal de résonance magnétique, qui devient ainsi détectable sur une image par l'apparition d'une zone noire. Lorsque la bobine n'est pas alimentée, l'instrument qui est fait à partir de matériaux compatibles IRM n'interfère pas avec le processus de l'acquisition de l'image. Il est avantageux de contrôler l'instrument puisqu'il devient possible de prendre des images de diagnostic avec l'instrument en place. Aussi, l'instrument contrôlable permet de changer en temps réel la taille de l'artéfact généré selon les situations. En raison de la présence de long fils conducteurs dans le tunnel de L'IRM, des problèmes de surchauffe se produisent avec cette technique de positionnement.

1.2.3. Positionnement actif

Le positionnement actif implique l'ajout d'antennes au bout de l'instrument médical qui servent à la réception du signal émis par les tissus à leurs proximités. La position est obtenue après l'acquisition de trois projections selon trois axes en faisant varier le gradient dans chaque direction et en mesurant un signal d'induction utilisant l'antenne au bout de l'instrument. Le signal temporel est par la suite transformé dans le domaine fréquentiel où la position est proportionnelle à la fréquence. Il va de soit que le positionnement actif exige des modifications importantes aux instruments médicaux en plus de nécessiter une connexion à la machine d'IRM. Les câbles conducteurs utilisés

pour la connexion chauffent sous l'effet des ondes RF, ce qui empêche l'utilisation de cette technologie chez les êtres humains pour le moment. Des modifications aux câbles coaxiaux utilisés ont permis de réduire l'échauffement tel que présenté dans [33]. Une autre solution a été proposée dans [47] qui consiste à faire du positionnement actif sans fil. Les auteurs proposent un cathéter muni d'une bobine syntonisée à la fréquence de précession du système couplée à une antenne surfacique externe. Le signal émis par les tissus se trouvant proche de la bobine sera plus fort que celui émis d'ailleurs si l'angle d'excitation est bien choisi.

1.3. Capteurs magnétiques

Étant donné la dépendance entre l'induction magnétique qu'une source engendre et sa position par rapport au capteur qui mesure le champ magnétique, il est possible de localiser une source magnétique par résolution du problème inverse [14,29,49,63]. Le défi se situe à bien mesurer le champ magnétique induit par la source et l'extraire du champ ambiant. Selon la source, les champs magnétiques induits sont souvent de très faible intensité, d'où la nécessité d'utiliser les SQUIDS (*Superconducting Quantum Interference Device*). Ce capteur offre la modalité la plus sensible pour la mesure du champ magnétique disponible aujourd'hui. L'application de cette technologie pour la localisation de sources magnétiques est répandue dans plusieurs domaines, tels que le biomédical et la défense. La problématique qui se pose dans ce genre d'applications est très proche de celle du MR-Sub, où un objet ferromagnétique, qui perturbe le champ ambiant, doit être localisé.

1.3.1. Détecteur d'anomalie magnétique

Un système de détection d'anomalie magnétique est un équipement qui sert à mesurer de très faibles variations dans le champ magnétique terrestre. Ce terme se rapporte plus spécifiquement aux magnétomètres/gradiomètres utilisés par l'armée afin de détecter la présence de sous-marins, qui contiennent une importante masse de matériaux ferromagnétiques et induisent des perturbations mesurables sur le champ magnétique terrestre. La distance qui permet de détecter le sous-marin est fonction du volume ferromagnétique de ce dernier et du capteur utilisé. La connaissance a priori du gradient magnétique total qu'un objet induit permet de trouver sa position [63].

1.3.2. La compagnie ABBESS Instruments

ABBESS Instruments a développé un logiciel de « magnetic tracking » (TRACK) [1]. TRACK permet de connaître la position, l'amplitude et la direction d'un dipôle magnétique en temps réel connaissant le champ statique et les gradients avant et après l'insertion du dipôle. Ce logiciel se base sur des mesures obtenues à l'aide d'un magnétomètre-gradiomètre à huit pistes. Nous avons entrepris des liens avec ABBESS Instruments afin de profiter de son expertise dans le domaine de la localisation magnétique. À défaut de ne pas trouver les capteurs magnétiques adéquats pour le logiciel TRACK, qui soient aussi compatible avec l'IRM, la collaboration avec cette compagnie a pris fin. L'interface du logiciel TRACK est illustrée à la Figure 1.6.

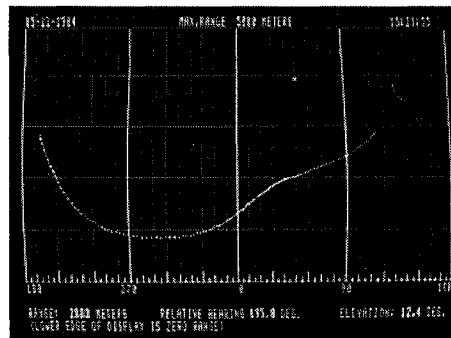


Figure 1.6 : Interface usager montrant la trajectoire d'un dipôle magnétique développé par la compagnie ABBESS Instruments [1].

1.3.3. Application médicale des SQUIDS

L'exploitation du potentiel électrique physiologique pour le diagnostic de maladies est un domaine bien connu dans la médecine moderne. Par contre, l'utilisation du champ magnétique pour ce genre d'application est moins évidente, bien qu'il existe un champ magnétique associé à toute activité électrique. L'activité biomagnétique touche plusieurs organes dont le cœur, le cerveau, le foie, les poumons et les muscles. Étant donné qu'à basse fréquence, le corps humain est transparent pour la propagation du champ magnétique, il est plus facile, dans certaines situations, de caractériser une source magnétiquement qu'électriquement. Dans ce qui suit, on présente la magnétoencéphalographie comme exemple d'utilisation des SQUID dans le secteur biomédical [35,36].

La magnétoencéphalographie (MEG) utilise les capteurs SQUID pour détecter les zones d'activation neuronale du cerveau. En MEG, le signal mesuré est aussi faible que 1000 fT crête à crête. Il a été prouvé que l'utilisation d'une matrice de capteurs permet de localiser les sources d'activité neuronale avec une précision de quelques millimètres.

Étant donné que la magnétoencéphalographie permet d'associer l'activité cervicale avec l'anatomie du cerveau, elle est très utile dans le diagnostic de plusieurs maladies neurologique tel que l'épilepsie, la maladie de Parkinson, l'Alzheimer et les traumatismes de la tête.

1.4. Objectifs

L'objectif principal de ce projet de maîtrise est d'explorer différentes méthodes de localisation d'objets ferromagnétiques en IRM et de mettre en œuvre une ou plusieurs approches viables afin de concevoir le module de localisation du projet MR-Sub. Plus spécifiquement, Il s'agit de :

- Faire un recensement de toutes les approches de localisation, utilisant l'IRM ou des capteurs externes, pouvant s'appliquer au projet MR-Sub.
- Étudier le modèle mathématique de l'induction de l'objet magnétique soumis au champ élevé de l'IRM.
- Étudier les artéfacts de susceptibilité magnétique et les limites qu'ils imposent à la localisation basée sur les images classiques en IRM.
- Proposer, développer et caractériser des techniques de localisation afin de déterminer celle qui offre la meilleure résolution spatiale et temporelle.

CHAPITRE 2. MAGNÉTISME ET LOCALISATION DE SOURCE PAR MESURE DU CHAMP MAGNÉTIQUE

Introduction

Les systèmes d'IRM constituent l'environnement opératoire du MR-Sub. Cet environnement possède des propriétés magnétiques particulières. Le champ statique à l'intérieur de l'IRM est environ 30,000 fois plus intense que le champ magnétique terrestre, à ceci s'ajoutent les gradients magnétiques et les ondes radio fréquence (RF). Les propriétés magnétiques du MR-Sub, constitué principalement de matériaux ferromagnétiques, sont très différentes de celles du corps humain, et les deux interagissent différemment avec le champ magnétique de L'IRM. En raison de leur forte susceptibilité, les matériaux ferromagnétiques attirent les lignes de flux et ainsi modifient la densité magnétique dans leur entourage. L'effet de leur présence se propage dans l'espace sans être atténué par le corps humain, ce qui laisse envisageable l'utilisation de capteurs magnétiques pour leur localisation.

Dans ce chapitre, on présente les notions générales en magnétisme, les propriétés magnétiques des différents matériaux, une revue des capteurs magnétiques, le modèle mathématique d'une sphère uniformément magnétisée et enfin un système de localisation avec des capteurs magnétiques à effet Hall. Le système de positionnement

est développé pour un montage de propulsion expérimentale afin de simuler les forces en IRM.

2.1. Susceptibilité et perméabilité

La susceptibilité magnétique χ est une mesure quantitative de la capacité d'un matériau à interagir avec un champ magnétique qui lui est appliqué soit en l'attirant ou en le repoussant. La susceptibilité relie la magnétisation \vec{M} (A/m) du milieu au champ magnétique \vec{H} (A/m) qui lui est appliquée par :

$$\vec{M} = \chi \vec{H} \quad (2.1)$$

La perméabilité magnétique représente la capacité de la matière à se polariser sous l'action d'un champ magnétique. Elle est telle que :

$$\vec{B} = \mu \vec{H} = \mu_r \mu_0 \vec{H} \quad (2.2)$$

Où, \vec{B} est la densité de flux magnétique mesuré en Tesla (T), μ_0 est la perméabilité magnétique du vide ($\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ H/m}$) et μ_r est la perméabilité relative du matériau

($\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$). Soit \vec{B}_{vide} la densité de flux magnétique dans le vide alors on a :

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) = \mu_0 \vec{H} (1 + \chi) = (1 + \chi) \vec{B}_{vide} \quad (2.3)$$

D'après (2.2) et (2.3) la susceptibilité magnétique et la perméabilité relative d'un matériau sont reliées par :

$$\chi = \mu_r - 1 \quad (2.4)$$

Ainsi, la susceptibilité et la perméabilité relative sont deux paramètres redondants qui donnent la même information. Dépendamment des situations, l'un ou l'autre est utilisé. Pour la plupart des matériaux, la perméabilité est proche de celle du vide, la perméabilité relative est ainsi proche de l'unité. On préfère alors caractériser ces corps par leur susceptibilité magnétique. Par exemple, la perméabilité relative de l'eau, qui est un élément faiblement magnétique, est de 0,99995 alors que sa susceptibilité est de $9,05 \cdot 10^{-6}$, dans ces conditions l'usage de la susceptibilité est plus pertinent que celui de la perméabilité.

La densité de flux magnétique statique (B_0) dans le tunnel de l'IRM est élevée et très homogène. La valeur de B_0 la plus répandue étant 1.5 T pour l'imagerie humaine. L'homogénéité est évaluée en partie par million (ppm de $x = \frac{1}{1,000,000}$ de x) du champ principal B_0 . Pour la plupart des IRM cliniques actuels, une homogénéité acceptable est de 5 ppm à l'intérieur d'une sphère de 50 cm de diamètre à un champ de 1.5 T. L'IRM est sensible à toute variation de la densité de flux magnétique. Même les molécules de gras qui ont une susceptibilité plus élevée que l'eau sont une source de nuisance à la qualité de l'imagerie par résonance magnétique. C'est pour cette raison que la susceptibilité est un paramètre très important lors de l'étude de la compatibilité magnétique en IRM.

2.1.1. Classification des matériaux selon leur susceptibilité

Il existe plusieurs types de matériaux magnétiques, qui se distinguent par la nature des phénomènes mis en oeuvre à l'échelle microscopique [31]. Les matériaux diamagnétiques, paramagnétiques et ferromagnétiques sont les plus répandus et sont ceux qui représentent un intérêt pour le projet MR-Sub. Les matériaux diamagnétiques possèdent une susceptibilité magnétique négative et très faible. Ces matériaux, étant faiblement magnétiques, repoussent légèrement le champ qui leur est appliqué. Les matériaux paramagnétiques sont aussi faiblement magnétiques. Par contre, leur susceptibilité positive fait qu'ils attirent les lignes de flux. Les ferromagnétiques qui constituent le « moteur » du MR-Sub attirent fortement les lignes de flux. Ces derniers sont dotés d'une magnétisation qui dépend du champ externe \vec{H}_0 et qui peut monter jusqu'à 2.45T à la saturation pour des alliages Fe-Co_{35%}. Leur susceptibilité est positive et très élevée, elle s'étend de 50 pour les ferromagnétiques doux à 10,000 pour les ferromagnétiques durs [31]. L'interaction de ces différents types de matériaux avec un champ externe est illustrée à la Figure 2.1.

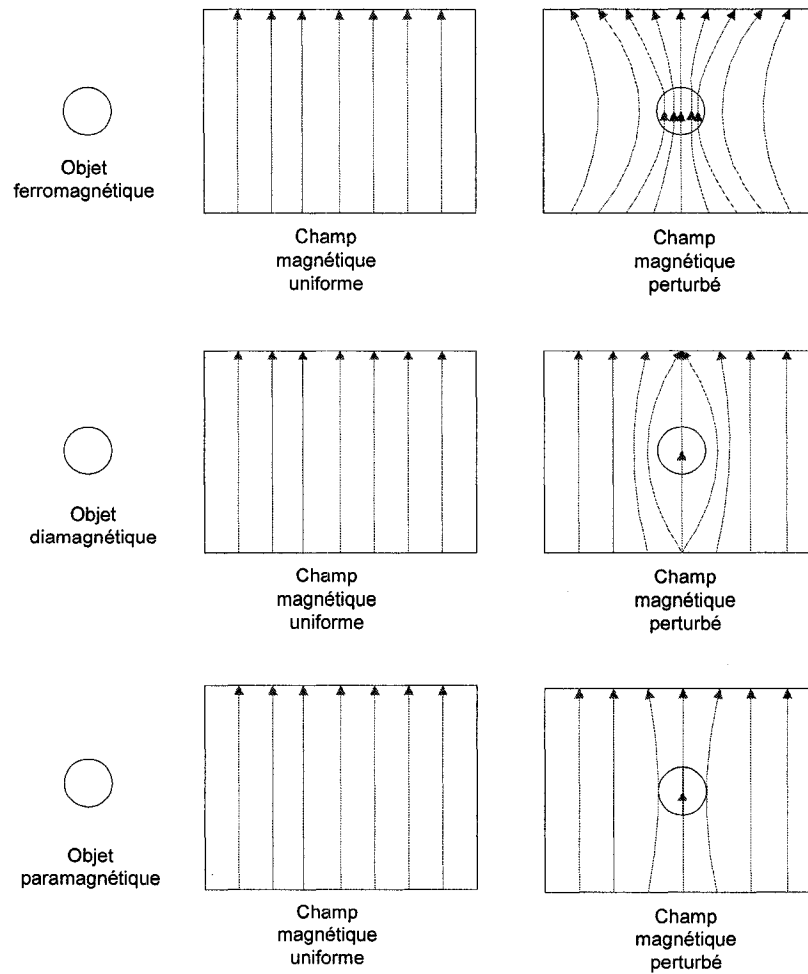


Figure 2.1 : Schématisation de l'interaction des matériaux ferromagnétiques, paramagnétiques et diamagnétiques avec un champ uniforme externe.

2.1.2. Susceptibilité du corps humain

Le corps humain est majoritairement constitué d'eau ($\sim 70\%$), c'est pourquoi la susceptibilité des tissus mous s'apparente beaucoup à celle de l'eau ($\sim -9,05 \cdot 10^{-6}$). Lorsque soumis à un champ magnétique, étant faiblement diamagnétique, il se magnétise dans la direction opposée au champ appliqué. La susceptibilité du corps humain est négative et se situe généralement entre $-7 \cdot 10^{-6}$ à $-11 \cdot 10^{-6}$ [52]. Les cavités

d'air qui sont faiblement paramagnétiques ($\chi = 0,36 \cdot 10^{-6}$) constituent les régions du corps humain de plus forte susceptibilité. Bien que certaines parties du corps humain contiennent très peu d'eau, telles que les dents, les os et les ongles leur susceptibilité s'apparente à celle de l'eau avec des valeurs variant dans la littérature entre $\chi = -8.86 \cdot 10^{-6}$ [55] et $\chi = -12.82 \cdot 10^{-6}$ [16]. Les ions électrolytiques tels que Na^+ , K^+ et C^- sont faiblement diamagnétiques et contribuent très peu à la valeur de la susceptibilité du corps. La présence de fer dans le corps humain joue un rôle très important sur sa susceptibilité globale.

La quantité de fer dans le corps change d'un sujet à l'autre, elle est d'environ 3,700 mg pour un poids total de 70 Kg réparti comme suit : la plus grande portion (68%) se trouve dans le sang ; 27 % est entreposé dans certains organes tels que le foie, la rate et le cerveau ; 4.6 % se trouve dans la myoglobine des muscles squelettiques le reste est un peu partout dans le corps humain [52]. Les organes avec une forte concentration en fer ont une susceptibilité de 1 à 10 ppm plus élevée que les organes ne contenant pas de fer. Une classification des matériaux selon leur susceptibilité est présentée à la Figure 2.2.

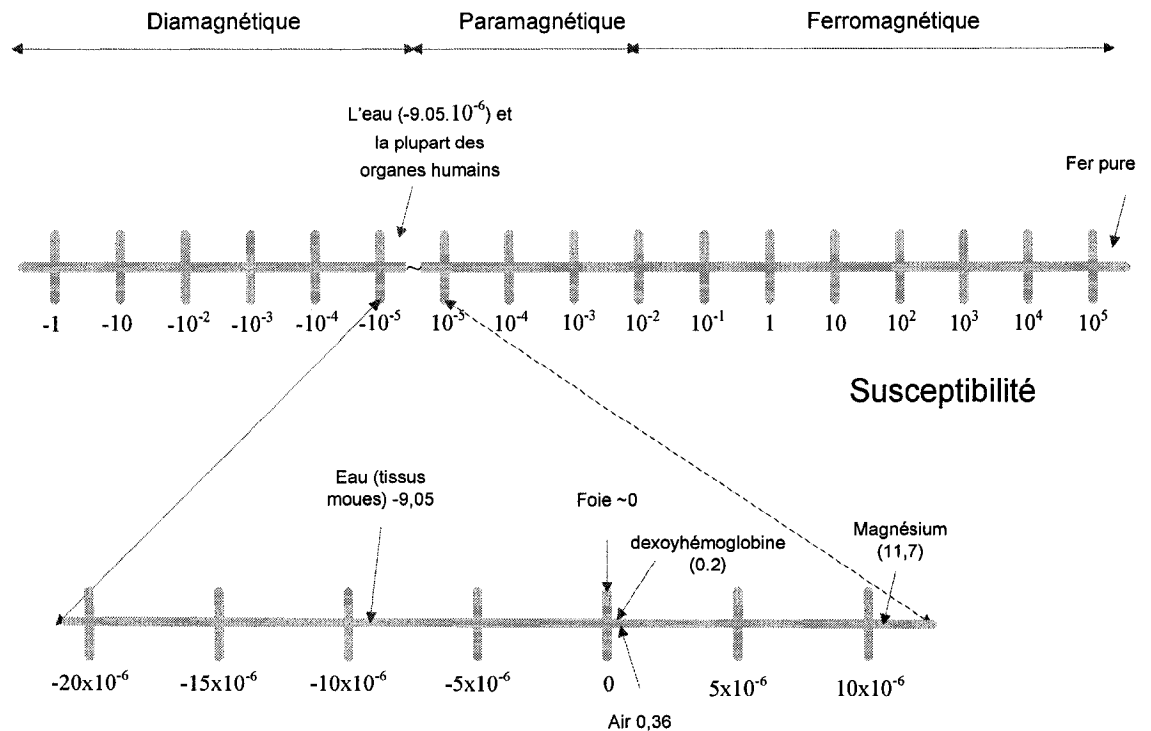


Figure 2.2: Classification des matériaux selon leur susceptibilité. La susceptibilité du corps humain est très faible et se situe près de zéro, alors que le matériau qui forme le MR-Sub possède une valeur très élevée (adaptée de [52]).

2.1.3. Susceptibilité du sang

Le sang est composé de plasma, de globules rouges, de globules blancs et de plaquettes. Le plasma est majoritairement formé d'eau et possède donc les mêmes propriétés magnétiques. Les globules rouges constituent 98 % du total des cellules se trouvant dans le sang. Ce sont des cellules d'environ 7 μm , biconcaves et remplies d'hémoglobine. Leur forme les rend très déformables ce qui leur permet de circuler dans des vaisseaux sanguins d'un diamètre inférieur au leur. Le transport de l'oxygène est assuré par l'hémoglobine, protéine appartenant à la famille des globines. C'est le fer

contenu dans l'hémoglobine qui constitue le facteur dominant au paramagnétisme du sang.

Étant donné que l'hémoglobine sert au transport de l'oxygène, elle peut être présente dans le sang sous deux formes, soit oxygénée ou non oxygénée. Dépendamment de l'état dans lequel elle se trouve, elle aura des propriétés magnétiques différentes. Les molécules d'hémoglobine oxygénées ne possèdent pas d'électrons non paires et sont de nature diamagnétique. Les molécules d'hémoglobine non oxygénées ont un trou dans leur structure. L'atome de fer qui n'est pas couvert dans cette configuration donne à l'hémoglobine un caractère paramagnétique. La relation entre l'oxygénation du sang et son effet sur la susceptibilité magnétique est à la base de l'imagerie fonctionnelle du cerveau, où les régions d'activité cérébrale sont détectées grâce à l'imagerie par résonance magnétique.

2.2. *Modèle mathématique d'une sphère uniformément magnétisée*

Il existe une formule mathématique analytique pour le champ magnétique induit par des formes simples telles que sphériques et cylindriques, alors que pour des formes plus complexes le recours à l'analyse numérique est essentiel. Toutefois, le modèle dipolaire peut s'appliquer à toutes les formes lorsque le champ calculé se situe à une distance éloignée de l'objet considéré. Les sous-marins, bien qu'ayant une forme et répartition en matériaux ferromagnétiques très complexe sont modélisés par un dipôle pour les applications de localisation par détection d'anomalies magnétiques.

Considérons une sphère ferromagnétique de rayon a , magnétisée par un champ magnétique externe homogène, tel que la magnétisation de la sphère soit selon \vec{z} , $\vec{M} = M_0 \vec{z}$, alors le champ à l'intérieur de la sphère est constant et donné par :

$$\vec{B}_{Sat} = \frac{2}{3} \mu_0 \vec{M}_{Sat} \quad (2.5)$$

Le champ magnétique à un point P , extérieur à la sphère est :

$$\vec{B}'(P) = \frac{\mu_0}{4\pi} \left(3 \frac{(\vec{m} \cdot \vec{r}) \vec{r}}{r^5} - \frac{\vec{m}}{r^3} \right) \quad (2.6)$$

Où $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{Hm}^{-1}$ est la perméabilité du vide et \vec{m} le moment magnétique dipolaire (Am^2) donné par :

$$\vec{m} = \frac{4}{3} \pi a^3 \vec{M}_{Sat} \quad (2.7)$$

\vec{M} représente la magnétisation du matériau (A/m). La densité de flux magnétique est une quantité vectorielle ayant des composantes selon les trois directions orthogonales de l'espace tel que montré à la Figure 2.3. De plus, si on simplifie l'équation 2.5 pour tenir compte du fait que m_x et m_y sont nulles, l'équation qui décrit \vec{B}' est alors donnée par :

$$B'_z = \frac{\beta}{r^5} (3 \cdot r_z^2 - r^2) \quad (2.8a)$$

$$B'_x = \frac{\beta}{r^5} (3 \cdot r_z \cdot r_x) \quad (2.8b)$$

$$B'_y = \frac{\beta}{r^5} (3 \cdot r_z \cdot r_y) \quad (2.8c)$$

Avec $r = \sqrt{r_x^2 + r_y^2 + r_z^2}$, et :

$$\beta = \frac{B_{Sat} a^3}{2} \quad (2.9)$$

Où B_{Sat} est la densité de saturation de la sphère ferromagnétique et a le rayon de la sphère. Dans le contexte de l'IRM, la contribution des composantes perpendiculaires au champ principal B_0 est négligeable et seule la composante selon z est considérée. Pour renforcer cette hypothèse, considérant que la contribution du champ causée par la composante z est de $10 \mu\text{T}$ alors le champ total sera de 1.50001 T . Si la composante x est aussi de $10 \mu\text{T}$, alors le champ total sera de 1.50000000003 T . D'après 2.8, les seules inconnues dans l'équation qui relie la densité de flux magnétique et la position sont les coordonnées du point P auquel la mesure de B' est effectuée.

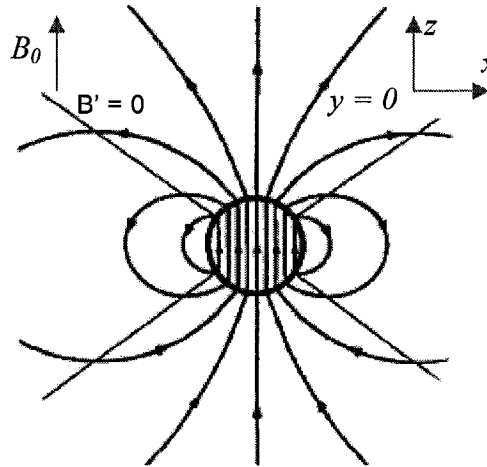


Figure 2.3 : Lignes de flux magnétique. La direction du vecteur densité de flux magnétique B est donnée par la tangente à ces lignes, alors que son intensité est proportionnelle à leurs densités [52].

Un dipôle magnétique est aussi caractérisé par le gradient spatial qu'il induit. Il s'agit de la variation spatiale de B'_z , donnée par (2.8), selon les trois directions de l'espace :

$$\frac{\partial B'_z}{\partial z} = G'_z = \frac{\beta r_z}{r^7} (9r^2 - 15r_z^2) \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial B'_z}{\partial x} = G'_x = \frac{\beta r_x}{r^7} (3r^2 - 15r_z^2) \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial B'_z}{\partial y} = G'_y = \frac{\beta r_y}{r^7} (3r^2 - 15r_z^2) \quad (2.12)$$

Les lignes équipotentielles magnétiques sont données à la Figure 2.4 pour un plan parallèle à l'axe z et passant par le dipôle et à la Figure 2.5 pour un plan perpendiculaire à l'axe z .

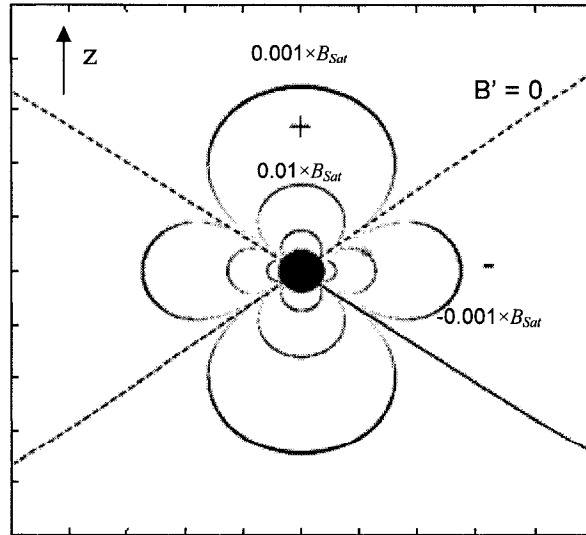


Figure 2.4 : Lignes équipotentielles dans le plan coronal ou sagittal pour une sphère de 1.58 mm de diamètre et une densité de flux de saturation de 1.14T

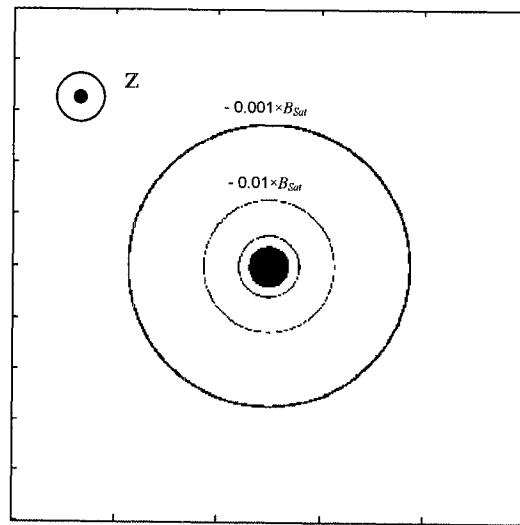


Figure 2.5 : Lignes équipotentielles dans le plan transversal pour une sphère de 1.58mm de diamètre et une densité de flux de saturation de 1.14T

La densité de flux est proportionnelle à $\frac{1}{r^3}$. Dans la direction parallèle au champ externe, B_0 , la densité de flux diminue en s'éloignant de la sphère, alors que dans la direction perpendiculaire elle augmente. Ceci est illustré à la Figure 2.6.

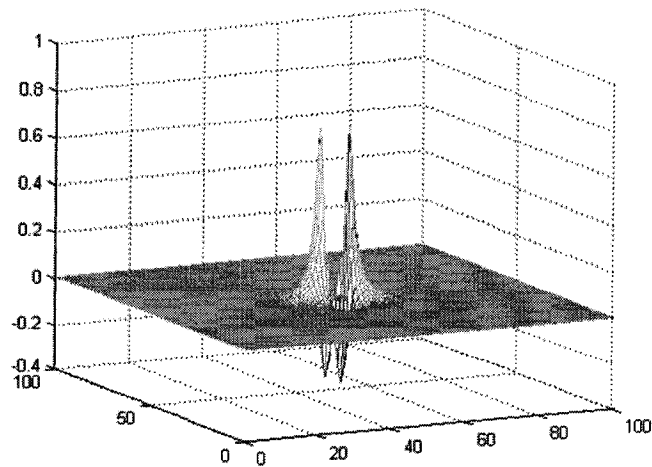


Figure 2.6 : Visualisation du champ magnétique induit par un dipôle pour un plan qui lui est perpendiculaire.

Le champ dipolaire magnétique étant non linéaire, pour une distance fixe entre l'objet magnétique et le point d'observation, la mesure va changer en fonction de l'angle entre le capteur et la direction de la magnétisation tel que présenté à la Figure 2.7. On remarque qu'à une valeur du champ correspondent plusieurs positions, donc avec un seul capteur la position ne peut pas être obtenue sans ambiguïté.

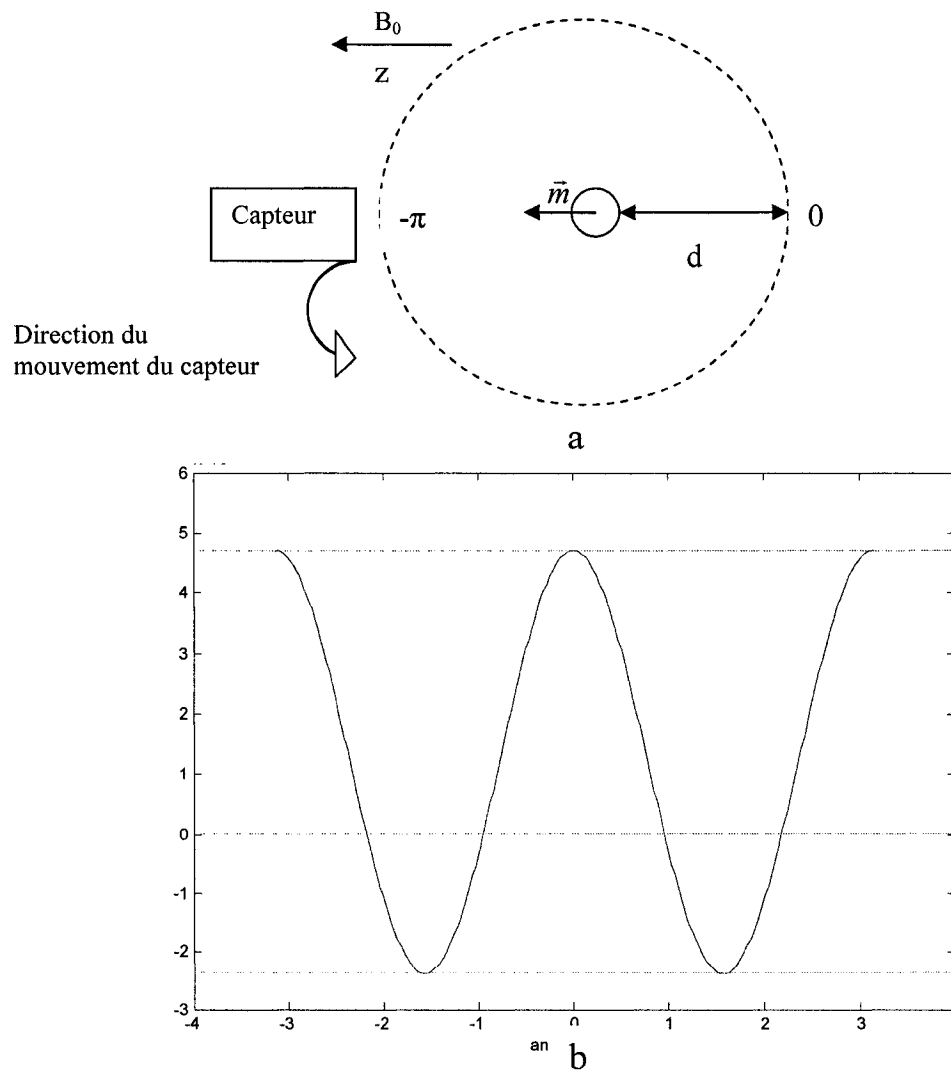


Figure 2.7: Champ magnétique mesuré par un capteur qu'on déplace autour d'une sphère magnétisée. Le champ maximal est donné à un angle nul entre le capteur et la direction du moment magnétique de la bille.

2.3. Mesure du champ magnétique

Comme il a été montré à la section précédente, une relation mathématique relie la densité de flux magnétique d'un dipôle à sa position. La localisation du dipôle par résolution de cette équation nécessite la mesure fiable du champ magnétique. Les différentes modalités de mesures du champ magnétique sont résumées au tableau 2.1. Le choix du capteur magnétique dépend surtout de l'application, de la plage du champ magnétique à couvrir, de la sensibilité et du coût. Tel qu'il a été vu à la section précédente, la valeur de la densité de flux induite par le dispositif ferromagnétique dépend de ses dimensions. Étant donné que le système vasculaire constitue le réseau dans lequel le dispositif sera propulsé, sa taille va dépendre de l'artère visée.

Le diamètre des vaisseaux sanguins est approximativement de 25 mm pour l'aorte, 1.0-4.0 mm pour les grandes artères et il est de 0.006-0.010 mm pour les capillaires. Les spécifications des grandes artères de point de vue des dimensions et vitesse d'écoulement sont présentées dans le Tableau 2.1. La taille optimale du dispositif, permettant d'avoir le meilleur rapport entre la force de traînée et la force de propulsion, est d'environ $0.4 \times$ la taille du vaisseau visité [38].

Il est difficile de donner une valeur exacte de l'intensité du champ magnétique à mesurer afin d'être capable de trouver la position du dispositif, car l'intensité de l'induction dépend de plusieurs paramètres². En plus, suffisamment de capteurs doivent être employés pour avoir toujours une lecture significative, car pour certaines

² L'intensité du champ magnétique dépend du rayon de la sphère, de sa magnétisation et de l'orientation du capteur par rapport à la direction du moment.

orientations entre le capteur et l'objet magnétique l'induction peut être nulle comme montré à la Figure 2.7.

La Figure 2.8 donne un ordre de grandeur des champs magnétiques physiologiques comparativement à d'autres champs retrouvés dans l'environnement. L'induction magnétique maximale³ mesurée à une certaine distance d'une sphère magnétisée par le champ de l'IRM et ayant un diamètre de 1 mm et une magnétisation de saturation de 1.67 T, est donnée pour plusieurs distances séparant le capteur de l'objet magnétique. La valeur du champ sera d'autant plus faible lorsque la mesure est faite à l'extérieur de l'axe du moment magnétique de la sphère.

Tableau 2.1 : Spécifications des grandes artères du corps humain.

Vaisseaux	Diamètre (cm) [62]	Vitesse du sang Min/Max (cm/s) [62]	Vitesse du sang Min/Max (cm/s) [40]
Aorte (ascendante)	2.0 – 3.2	0 - 63	0 - 112
Aorte (abdominale)	1.6 – 2.0	0 - 27	0 - 75
Grandes artères	0.2 – 0.6	20 - 50	Non disponible

³ L'induction maximale est mesurée selon l'axe du moment magnétique de la sphère.

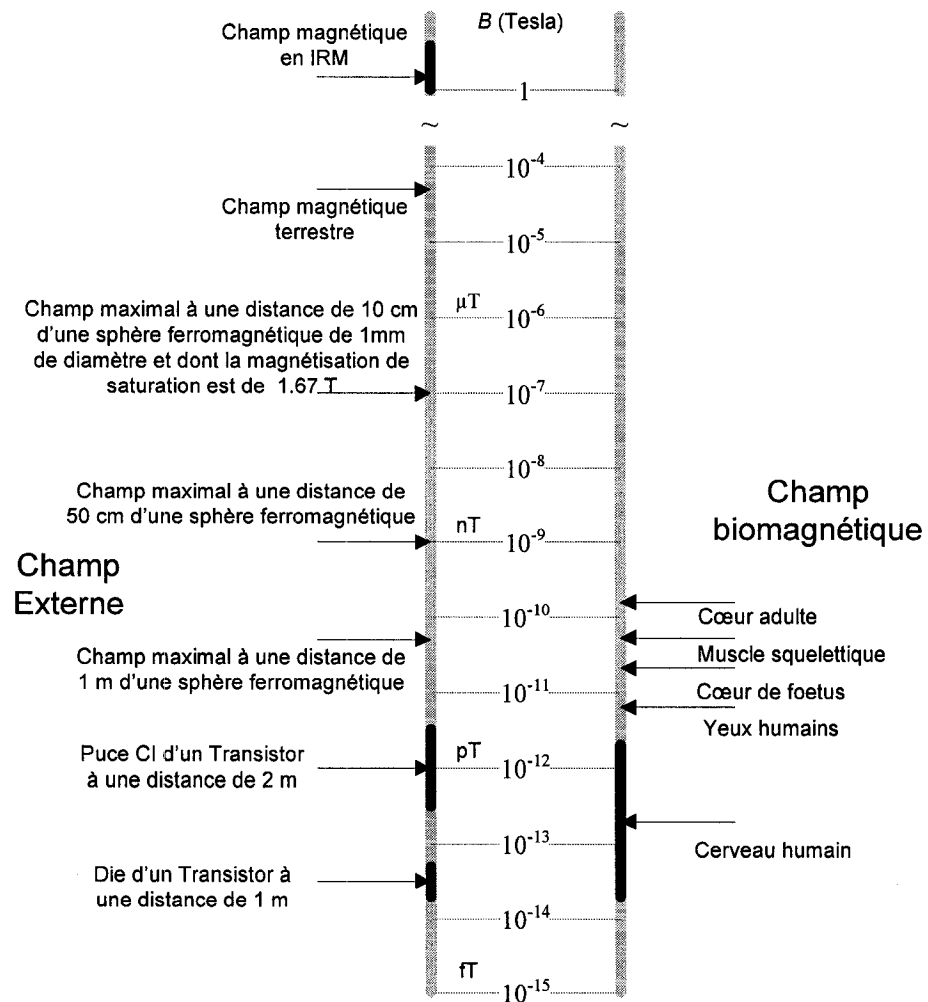


Figure 2.8: Ordre de grandeur de certain champ biomagnétique et champ externe. La sphère ferromagnétique est magnétisée par le champ de l'IRM. La valeur calculée du champ correspond à la composante en z du champ induit. La distance est calculée dans l'axe z passant par le centre de la sphère.

Tableau 2.2 : Tableau comparatif des différents capteurs magnétiques [52]

Capteurs magnétiques	Champ détecté (Tesla)				
	10^{-14}	10^{-10}	10^{-6}	10^{-2}	10^2
<i>Bobine d'induction</i>					
<i>Flux-gate</i>					
<i>Précession magnétique nucléaire</i>					
<i>Optique</i>					
<i>SQUID</i>					
<i>Effet Hall</i>					
<i>Magnetoresistive</i>					
<i>Magnetodiode</i>					
<i>Magnetotransistor</i>					
<i>Fibre optique</i>					
<i>Magneto-optique</i>					

2.4. Localisation avec des capteurs magnétiques

Étant donné l'interaction des différents modules, propulsion, localisation et contrôle, il a été décidé de développer un système de positionnement provisoire. Ce système de positionnement est basé sur un vecteur de capteur magnétique à effet Hall capable de suivre le mouvement d'un aimant propulsé par une force magnétique générée par des bobines de Helmholtz. Les bobines sont conçues par M. Jean-Baptiste Mathieu, responsable du module propulsion du projet MR-Sub, afin de simuler les forces

magnétiques présentes dans un système d'IRM. La bille aimantée (composée de NeFeB), ayant un diamètre de 6,35 mm, est maintenue à l'intérieur d'un tube vertical en PMMA (plexiglas) où circule de l'eau pompée à un débit ajusté à l'aide d'un débitmètre à valve (Gilmont Instruments GF-6541-1240). Une photo du montage est présentée à la Figure 2.9. La bobine est alimentée par une source de courant contrôlée par ordinateur (TTI TSX 1820P). Une série de capteurs magnétiques à effet Hall (Lake Shore HGT 2100), voir annexe A pour les spécifications, est placée le long du tube vertical. La lecture de la tension différentielle des capteurs est faite à l'aide d'une carte d'acquisition conçue spécialement pour cette application. La carte possède huit entrées différentielles converties en numérique par des convertisseurs 24 bits de la compagnie Texas Instrument (ADS1210). Les mesures sont transférées à un microcontrôleur (Microchip PIC 16F877A) qui effectue deux tâches. La première est de calculer la position de la bille à l'aide d'un algorithme basé sur le modèle théorique d'induction de la sphère. La deuxième tâche est d'envoyer la position à un ordinateur via une interface RS-232 à un débit de 57,600 bauds. Une boucle de contrôle est programmée en C++ afin de recueillir la position du dipôle et de calculer le courant à envoyer à la bobine en fonction de la consigne demandée.

Le capteur magnétique à effet Hall donne comme sortie un voltage proportionnel à la densité du flux qui le traverse. Il est basé, comme son nom l'indique, sur l'effet Hall qui est exprimé par l'apparition d'un voltage transverse au courant dans un conducteur mince lorsque ce dernier est traversé par un champ magnétique. Le voltage Hall est donné par :

$$V_H = \gamma_B B \sin(\theta) \quad (2.13)$$

Où, V_H = Tension de Hall (mV)

γ_B = sensibilité magnétique (mV/KG) à un courant fixe

B = Densité de flux magnétique

θ = Angle entre le vecteur B et le plan du capteur à Hall.

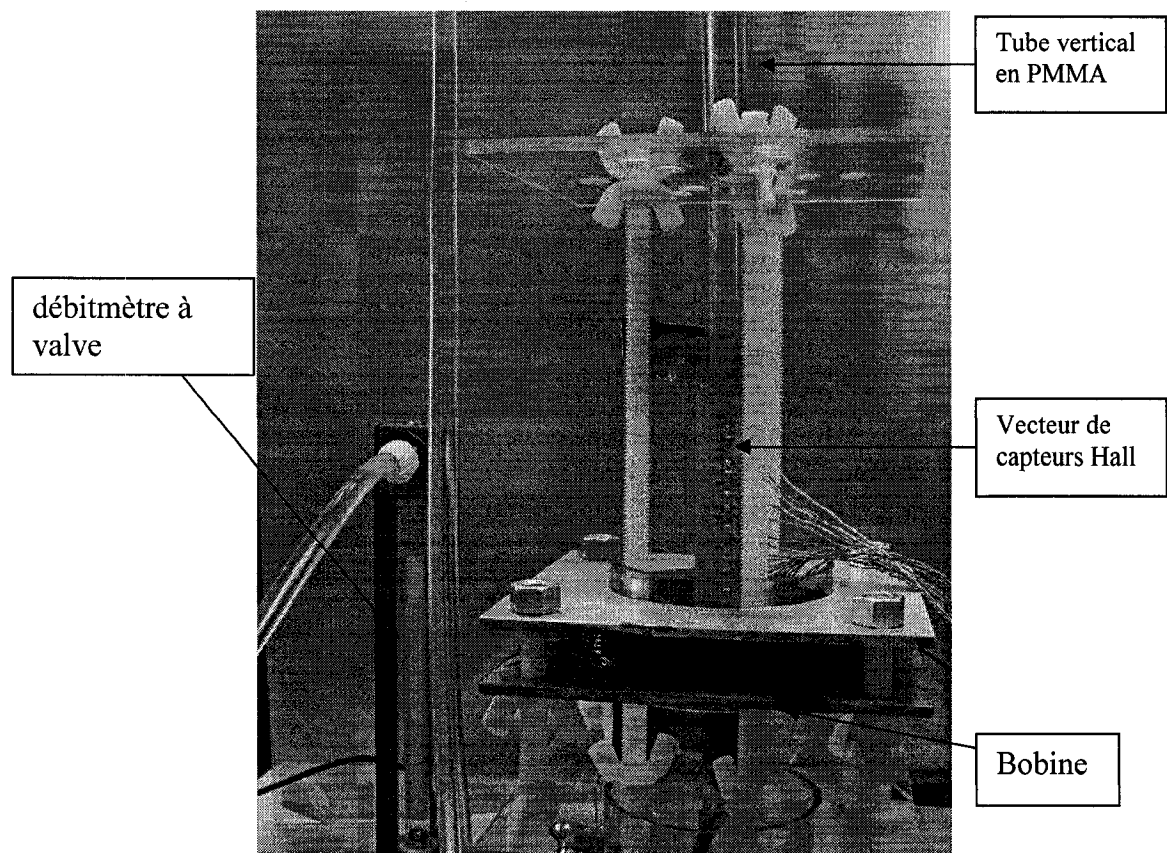


Figure 2.9 : Montage expérimental développé afin de contrôler une bille avec la force magnétique.

Par soucis d'optimisation, l'algorithme de positionnement est constitué de deux étapes, une étape de calcul rapide et une plus lente qui nécessite plus de temps de calcul. La première sert à déterminer selon le voltage mesuré, les capteurs dont la lecture est significative, donc qui se trouvent proches de l'aimant. À la seconde étape, la position est mesurée en prenant uniquement en considération les capteurs déterminés à la première étape.

Les capteurs sont placés perpendiculairement à la direction de mouvement de l'aimant, donc la composante perpendiculaire à l'axe de la bobine est mesuré. Le système de localisation considère une sphère magnétisée selon la direction z et ne tient pas compte des variations de la valeur de la magnétisation qui peut fluctuer selon la position dans la bobine. Lorsque la bille se déplace tel que schématisée à la Figure 2.10a par rapport au capteur, l'allure de la composante du champ orthogonale au champ magnétisant est tel que présenté à la Figure 2.10b.

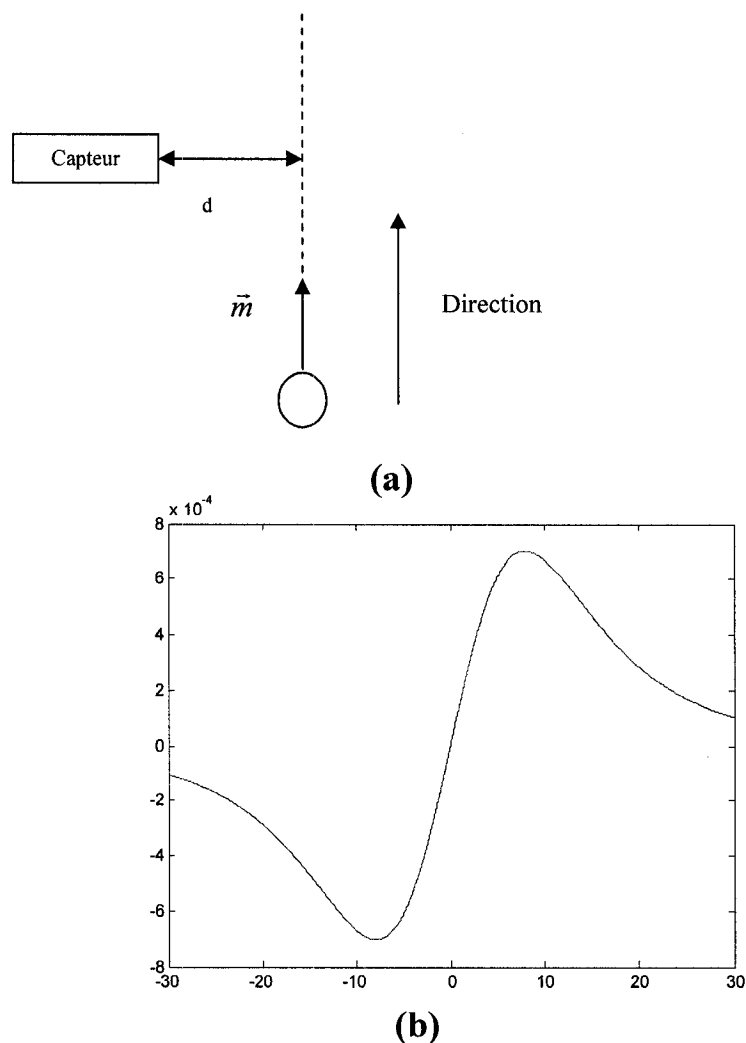


Figure 2.10 : Allure du champ magnétique mesuré par un capteur à effet Hall lorsque la bille se déplace verticalement tel que présenté dans (a).

Une étape de calibration est nécessaire étant donné que les capteurs à effet Hall ont une sensibilité qui varie en fonction de la température et du courant d'alimentation. Cette étape sert aussi à calibrer le système de positionnement en fonction de l'aimant utilisé. Ainsi, les valeurs de tension maximales sont enregistrées et utilisées par la suite comme point de référence. Un contrôle en position est réalisé avec ce système de

localisation qui avait comme objectif premier la validation de la force magnétique. Le contrôle en position est illustré à la Figure 2.11. Plusieurs fluctuations sont observées à 15 mm du sol, étant donné que la direction du moment magnétique de l'aimant utilisé change en s'éloignant du centre de la bobine se trouvant à 25 mm du sol. Ce phénomène ne risque pas de survenir en IRM étant donné que le dispositif ferromagnétique est toujours aligné selon la direction du champ principal. Même les gradients de propulsion ne sont pas assez puissants pour modifier la direction de la magnétisation.

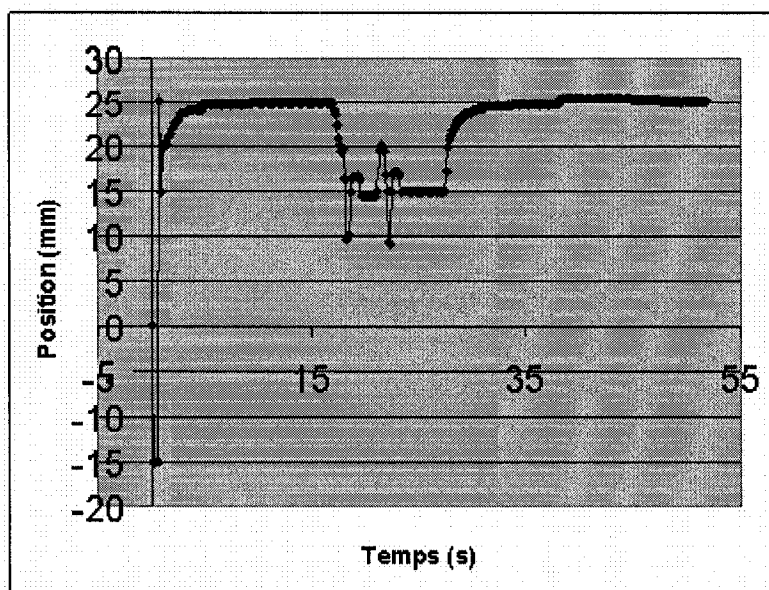


Figure 2.11 : Réponse de la boucle de contrôle en position pour trois consignes successives (25 mm, 15 mm et 25 mm).

2.5. Conclusion

L'utilisation in vivo d'un système de positionnement magnétique n'est possible qu'avec des capteurs SQUID. Nous avons entrepris des relations avec la compagnie

Tristan technology Inc.⁴, qui commercialise des systèmes à base de SQUID. Il était convenu que l'intégration de SQUID à l'intérieur de la salle d'IRM est envisageable, mais difficilement réalisable. Les vibrations causées par les bobines de gradient ainsi que la fabrication du vase de Dewar pour fonctionner à l'intérieur du tunnel de l'IRM constituent des contraintes majeures. En plus, pour la localisation *in vivo* un soin particulier doit être porté aux variations du champ magnétique induites par les organes humains, puisqu'ils sont de même ordre de grandeur que celles du champ induit par le MR-Sub. Finalement, nous avons conçu un système de positionnement pour localiser une sphère ferromagnétique contrôlée par des bobines fabriquées au laboratoire de Nanorobotique. Ces bobines ont comme objectif l'élaboration d'un prototype de tests afin de minimiser le besoin l'accès à la machine de l'IRM pour l'avancement du projet.

Dans le but de développer un système de localisation *in vitro* fonctionnel en IRM, nous avons effectué des tests visant à mesurer le champ induit par une sphère ferromagnétique avec des capteurs Hall. Cependant, les longs fils qui servent à l'alimentation des capteurs et à la lecture de la tension de sortie agissent comme des antennes et causent par conséquent de l'interférence magnétique. Pour cette raison et en raison de l'encombrement, nous avons décidé de ne pas poursuivre la mise au point de ce système de localisation. Dans un souci d'intégration, nous avons décidé de chercher une méthode de positionnement utilisant l'IRM qui est aussi potentiellement utilisable pour les applications *in vivo*.

⁴ <http://www.tristantech.com>

CHAPITRE 3. IMAGERIE PAR RÉSONANCE MAGNÉTIQUE

Introduction

L'imagerie par résonance magnétique (IRM) est relativement une nouvelle modalité d'imagerie médicale introduite dans les hôpitaux au début des années 80 et elle n'a pas arrêté son expansion depuis. On compte 151 systèmes d'IRM clinique en 2004 au Canada et le nombre de personnes âgées de 15 ans et plus ayant profité de cette technologie est de 892,000 Canadiens selon un rapport rédigé par l'institut canadien d'information sur la santé (ICIS) [30]. Son caractère non invasif et la richesse des informations contenues dans ses images font de l'IRM une attrayante modalité pour le monitoring des interventions chirurgicales.

La théorie décrivant le processus de formation d'image IRM dépasse le cadre de ce mémoire, nous présentons dans ce chapitre une introduction des *principes de base* de l'IRM. Cette introduction a comme objectif de justifier les décisions prises dans le cadre de ce projet de recherche et elle est intimement reliée aux solutions développées pour la localisation du MR-Sub. Le lecteur qui désire en connaître plus sur le fonctionnement de l'IRM est invité à consulter les documents cités en référence [25,27,66].

3.1. Principe de l'imagerie par résonance magnétique

3.1.1. Résonance magnétique nucléaire

La résonance magnétique nucléaire (RMN) est une propriété des noyaux atomiques ayant un nombre impair de nucléons. Ces noyaux ont un moment cinétique intrinsèque appelé *spin* noté, I , qui est la source d'un moment magnétique nucléaire $\mu = \gamma \cdot \hbar \cdot I$, où γ est le facteur gyromagnétique ; ce facteur dépend du noyau atomique ($\frac{\gamma}{2\pi} = 42.58 \frac{\text{MHz}}{\text{T}}$ pour l'hydrogène) et $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ où h est la constante de Planck ($h = 6.6256 \cdot 10^{-34}$ J·s). La RMN a été mesurée pour la première fois en 1946 indépendamment par Félix Bloch à Standford [11] et Edward Purcell [45] à Harvard. Pour leurs travaux, ils ont partagé le prix Nobel de physique en 1952.

Les noyaux qui présentent un intérêt pour l'IRM sont présentés au Tableau 3.1. Le noyau le plus imagé est l'hydrogène en raison de son abondance naturelle dans le corps humain et de son facteur gyromagnétique élevé.

Tableau 3.1 : Caractéristiques des noyaux étudiés en IRM [27].

Noyau	Protons non parié	Neutrons non parié	Spin	γ (MHz/T)
^1H	1	0	1/2	42.58
^2H	1	1	1	6.54
^{31}P	1	0	1/2	17.25
^{23}Na	1	2	3/2	11.27
^{14}N	1	1	1	3.08
^{13}C	0	1	1/2	10.71
^{19}F	1	0	1/2	40.08

Considérons un échantillon contenant des noyaux d'hydrogène⁵. En raison de l'agitation thermique, les moments magnétiques nucléaires sont orientés de façon aléatoire. Cependant, sous l'effet d'un champ magnétique statique externe B_0 , ils se répartissent selon deux niveaux d'énergie. Le niveau d'énergie le plus bas correspond à une orientation parallèle par rapport au champ externe tandis que le niveau d'énergie le plus élevé correspond à une orientation antiparallèle. Selon l'équilibre de Boltzmann, il existe plus de moments magnétiques nucléaires dans le niveau d'énergie le plus bas, ce qui fait apparaître un vecteur magnétisation macroscopique \vec{M} qui est la somme des moments microscopiques $\vec{\mu}$:

$$\vec{M} = \sum_i \vec{\mu}_i \quad (3.1)$$

La Figure 3.1 illustre l'intervalle énergétique entre les deux orientations possibles des protons d'hydrogène en fonction du champ magnétique. Le rapport signal sur bruit (SNR) augmente en IRM avec l'élévation du champ magnétique étant donné que la magnétisation résultante est plus importante, d'où l'intérêt d'utiliser de hauts champs pour l'imagerie.

⁵ Toutes les expériences d'imageries effectuées dans le cadre de ce projet de maîtrise concernent l'hydrogène.

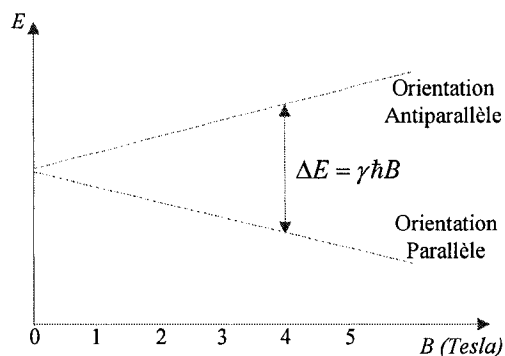


Figure 3.1: Intervalle énergétique entre les deux orientations possibles des protons d'hydrogènes en fonction du champ magnétique appliqué B_0 .

Le moment magnétique des protons précesse, tel que schématisé à la Figure 3.2, autour du champ magnétique externe B_0 de l'IRM avec une fréquence angulaire ω , appelée fréquence de Larmor donnée par :

$$\omega_r = -\gamma \vec{B}_0 \quad (3.2)$$

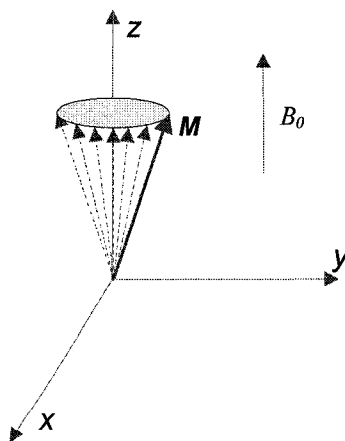


Figure 3.2 : Mouvement de précession de la magnétisation autour de l'axe du champ principal. La fréquence de précession est fonction du champ magnétique.

La fréquence de précession des protons d'hydrogène change dépendamment de la structure moléculaire dans laquelle ils se trouvent. Ainsi, il est possible de trouver les différentes espèces présentes dans un échantillon à partir de l'analyse du spectre fréquentiel. Cette opération est connue comme étant la spectroscopie.

3.1.2. Encodage spatial du signal en IRM

Le signal mesuré en IRM correspond au courant induit dans une antenne par la réponse des spins nucléaires à une excitation électromagnétique. L'encodage permet de relier le signal provenant des spins nucléaires à leur position à l'aide de gradients magnétiques spatiaux [34]. Un gradient magnétique tel que schématisé à la Figure 3.3 est une variation linéaire du champ magnétique dans une direction de l'espace. Les systèmes d'IRM possèdent trois bobines qui leur permettent de générer des variations du champ magnétique selon toutes les directions de l'espace. L'acquisition du signal IRM se fait par l'application de trois gradients selon trois axes orthogonaux arbitraires. Le premier gradient est celui de la sélection de coupe, le second est le gradient de sélection de phase, le troisième est le gradient de lecture qui est appliqué simultanément avec l'activation des antennes et du convertisseur analogique à numérique (CAN). La sélection de coupe et la lecture se font par encodage fréquentiel. En effet, la fréquence différencie spatialement le signal émis de deux endroits différents de l'échantillon imagé. Le gradient de phase est appliqué pendant un temps précis afin de déphaser le signal qui sera émis de deux endroits différents. La valeur des gradients magnétiques d'IRM se mesure généralement en mT/m (10^{-3} T/m) et leur contribution au champ

magnétique total est faible par rapport au champ principal B_0 . La formation d'image IRM à partir des signaux RMN est rendue possible grâce au principe de l'encodage spatial, développé par Paul Lauterbur en 1972.

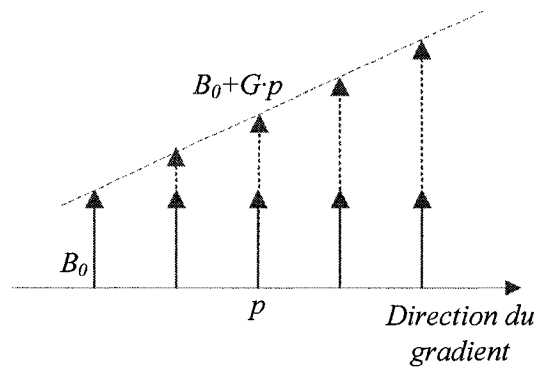


Figure 3.3 : Représentation schématique d'un gradient en IRM. Il s'agit d'une superposition d'un champ qui varie dans l'espace sur le champ magnétique principal. (L'échelle n'est pas respectée)

Lorsqu'un gradient magnétique est appliqué dans la direction z , (voir la Figure 3.4 pour le système de référence de l'IRM) le champ magnétique devient :

$$B_z(z, t) = B_0 + zG(t) \quad (3.3)$$

La fréquence angulaire de précession est fonction du gradient selon :

$$\omega(z, t) \equiv \omega_0 + \omega_G(z, t) \quad (3.4)$$

La contribution du gradient à la déviation de la fréquence angulaire par rapport à celle de Larmor est donnée par :

$$\omega_G(z, t) = \gamma zG(t) \quad (3.5)$$

L'équation (3.5) établit une relation entre la position des spins et leur fréquence de précession ce qui permet l'encodage fréquentiel dans cette direction.

La présence d'inhomogénéités dans le champ magnétique, y compris celles des gradients de l'IRM (qui sont des inhomogénéités du champ), aura comme conséquence le déphasage des spins. La phase accumulée après un temps t' en raison de la présence d'un gradient est donnée par :

$$\phi_G(z, t') = -\gamma z \int_0^{t'} G(t) dt \quad (3.6)$$

où le gradient est appliqué à $t = 0$. Le déphasage est mieux visualisé lorsqu'on se place dans le repère tournant de l'IRM (un repère qui tourne autour de l'axe z à la fréquence de Larmor). Si le champ est homogène, tous les spins vont paraître immobiles dans ce repère. Dès que le champ varie spatialement, les spins qui sont à un champ plus élevé que B_0 vont tourner plus vite que le repère tournant et vont accumuler une phase (une avance) dans le temps. Les spins qui sont à un champ plus faible que B_0 vont accumuler un retard. D'après les relations (3.5) et (3.6), les gradients de phase et de lecture permettent d'associer un couple (phase, fréquence) unique à tout point de l'espace.

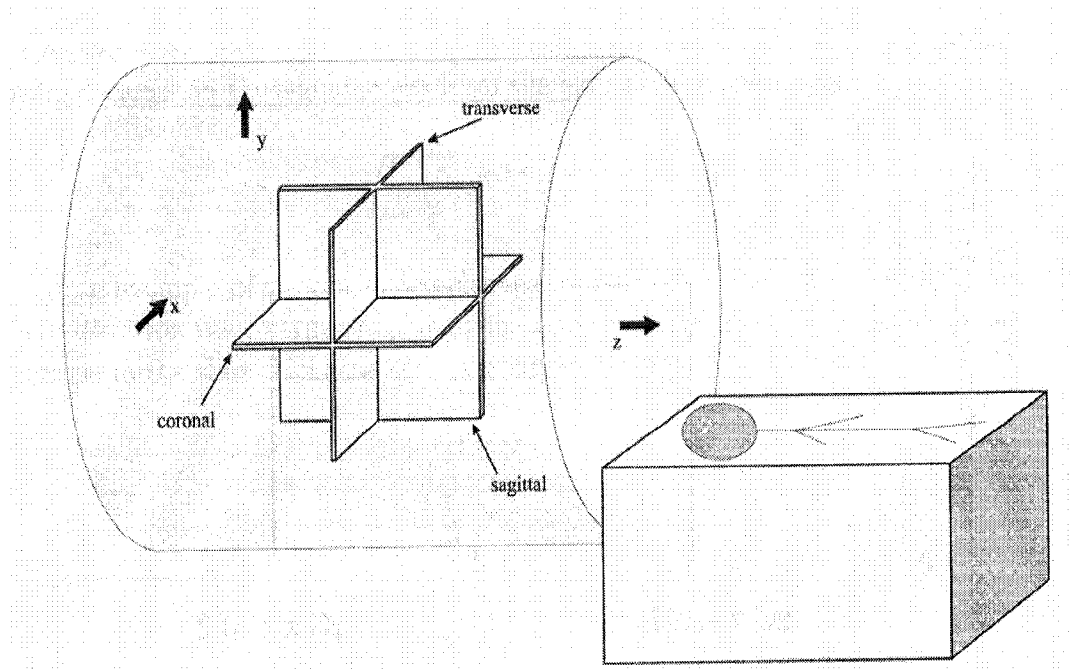


Figure 3.4 : Système de référence en IRM. L'axe z est selon la direction du champ principal B_0 . Grâce aux gradients magnétiques qui peuvent être orientés selon toutes les directions de l'espace, des coupes sont possibles dans n'importe quelle orientation [25].

3.1.3. Imagerie 1D et 2D

L'imagerie 1D implique soit l'obtention d'une double projection du volume selon une direction de l'espace ou l'obtention de l'image d'une ligne appartenant au volume. Les équations décrivant ces deux types d'acquisition sont différentes et nous n'allons considérer que le premier cas. Supposant que l'on cherche à obtenir la projection d'un volume selon la direction x , alors la fonction qui décrit la courbe $I(x)$ désirée est de la forme :

$$I(x) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x, y, z) dy dz \quad (3.7)$$

Où $\rho(x, y, z)$ est la fonction de densité de spins du milieu.

Si tout le volume est excité de manière non sélective (sans discrimination spatiale, donc sans gradient de sélection de coupe), alors le signal mesuré à l'entrée du convertisseur analogique/numérique (CAN) de l'IRM est donné par :

$$\begin{aligned}
 S(t) &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(x, y, z) e^{-i\gamma G_x x (t - T_E)} dx \cdot dy \cdot dz \\
 &= \int_{-\infty}^{\infty} I(x) e^{-i\gamma G_x x (t - T_E)} dx
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

Où T_E est le temps d'écho correspondant à la remise en phase des moments magnétiques. La séquence IRM qui permet d'obtenir ce signal est illustrée à la Figure 3.5. La notion de séquence en IRM sera présentée à la section 3.1.5 de ce chapitre. Durant l'acquisition, au moment où l'on applique le gradient de lecture, on peut effectuer la substitution suivante dans (3.8) :

$$k_x = \frac{\gamma}{2\pi} G_x (t - T_E) \tag{3.9}$$

Ce qui donne :

$$S(k_x) = \int_{-\infty}^{\infty} I(x) \cdot e^{-i2\pi k_x x} dx \tag{3.10}$$

La relation (3.10) est considérée comme l'équation de l'imagerie 1D, et l'on reconnaît qu'il s'agit d'une transformée de Fourier (FT). Par conséquent, la projection désirée est obtenue par transformée de Fourier inverse de $S(k_x)$:

$$I(x) = \int_{-\infty}^{\infty} S(k_x) \cdot e^{i2\pi k_x x} dk_x \tag{3.11}$$

Dans le cas 2D, l'équation d'imagerie est donnée par :

$$S(k_x, k_y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y) e^{-i2\pi(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (3.12)$$

Il faut mesurer assez de points pour couvrir adéquatement l'espace K (présenté à la section suivante) pour être en mesure de reconstruire l'image.

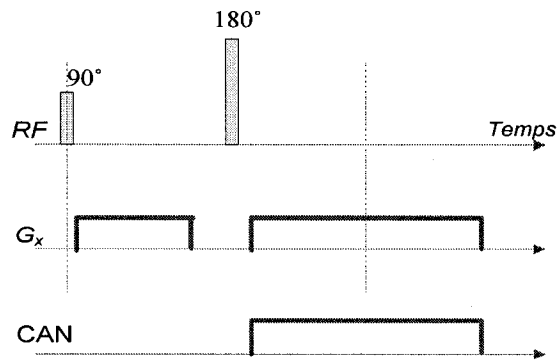


Figure 3.5 : Séquence IRM pour générer une projection 1D dont l'équation d'imagerie est donnée par (3.8). La génération d'un signal utile en IRM est basée sur l'application d'une séquence d'événements (onde RF, gradient et CAN) un sujet qui sera traité en détail à la section 3.1.5.

3.1.4. Espace K

Les signaux acquis par l'antenne de l'IRM constituent l'espace K , qui est relié par la transformée de Fourier à la distribution des spins dans l'espace image. La Figure 3.6 montre un exemple d'une image IRM et de l'espace K qui y correspond. Les coordonnées d'un point de l'espace $K(k_x, k_y)$ sont déterminées par l'effet cumulatif dans le temps des gradients appliqués. Mathématiquement, les coordonnées sont données par :

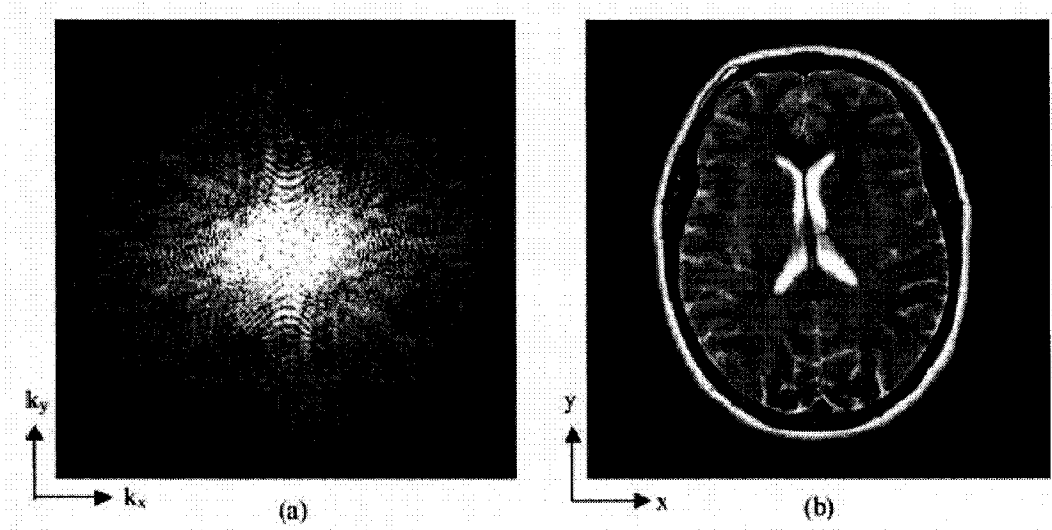


Figure 3.6: (a) Espace K , (b) image obtenue par transformation de Fourier [43].

$$k_x(t') = \int_0^{t'} \gamma G_x(t) dt \quad (3.13a)$$

$$k_y(t') = \int_0^{t'} \gamma G_y(t) dt \quad (3.13b)$$

D'après 3.13a et b, la durée et l'amplitude des gradients déterminent la direction et la distance parcourue par rapport à l'origine ($k_x = 0$, $k_y = 0$) des coordonnées dans l'espace K du signal mesuré. Une explication schématique est présentée à la Figure 3.7.

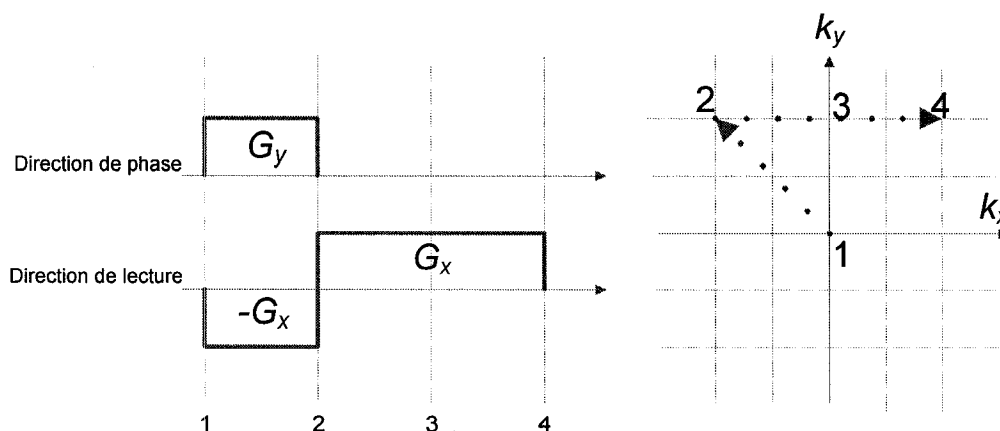


Figure 3.7 : Les coordonnées de l'espace K sont fonction des gradients appliqués. Partant de l'origine, l'application d'un gradient selon x aura comme conséquence de déplacer les coordonnées selon l'axe k_x . L'application d'un gradient selon y aura le même effet selon k_y .

3.1.5. Séquence IRM

Une séquence IRM représente sur un diagramme temporel l'évolution des différents événements tels que l'onde RF, le gradient ou encore la mise en action du CAN nécessaire pour le remplissage de l'espace K . Pour la plupart des séquences, il existe un noyau qui se répète presque identiquement pour chaque ligne de l'espace K . Notons qu'un temps de répétition (T_R) sépare l'acquisition de deux lignes appartenant à la même image.

Afin de couvrir symétriquement l'espace K , un écho est nécessaire. La génération de l'écho consiste à détruire volontairement la phase entre les spins, pour la régénérer par la suite tel que schématisée à la Figure 3.8. Il existe deux principales variantes en IRM pour générer un écho, soit par l'action de deux gradients dont la polarité est inversée ou par l'effet d'une deuxième onde RF. Ces deux séquences appelées respectivement écho

de gradient et écho de spin sont représentées à la Figure 3.9 et à la Figure 3.10 respectivement.

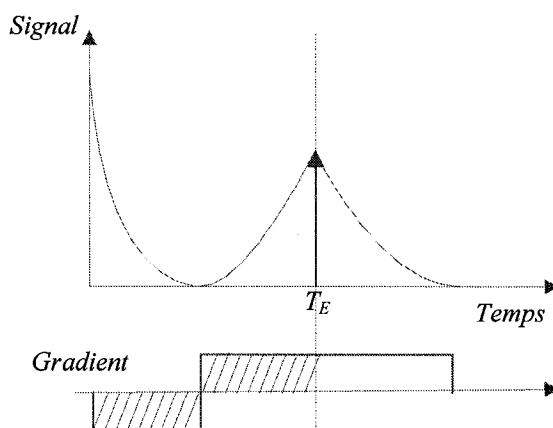


Figure 3.8 : Génération d'un écho par destruction volontaire du signal et sa régénération avec un gradient de polarité opposée. L'aire des deux gradients est identique ce qui implique que le déphasage est nul au temps T_E , appelé temps d'écho.

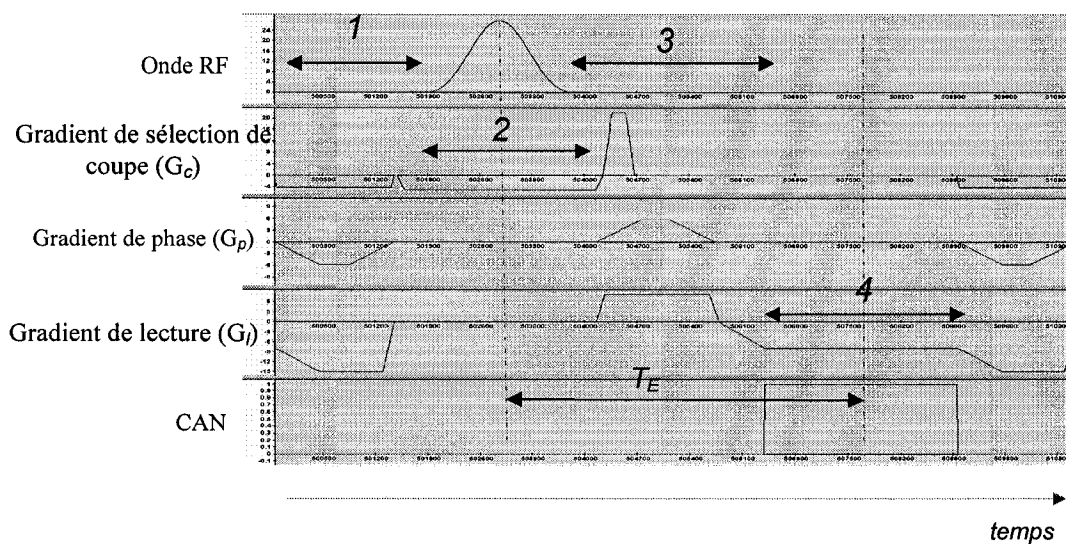


Figure 3.9 : Séquence écho de gradient.

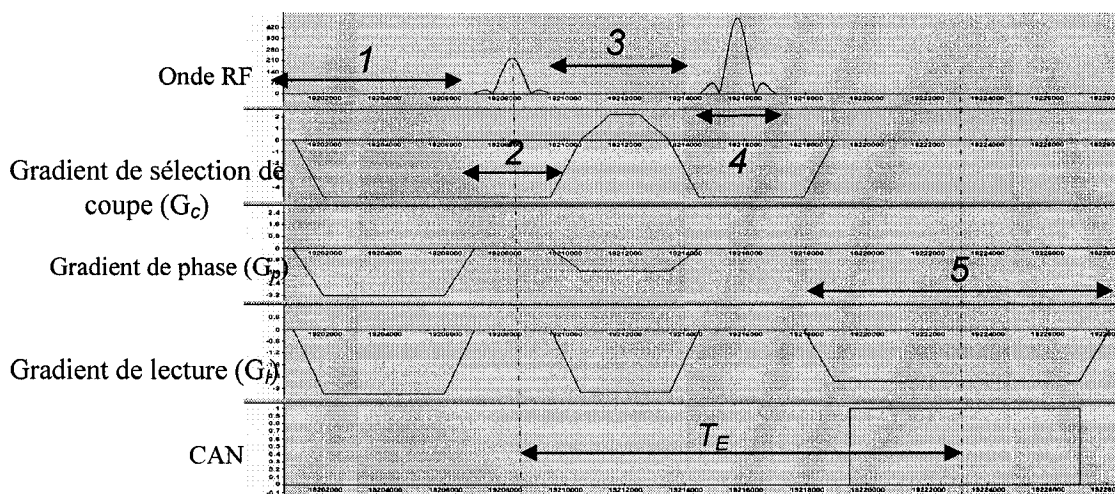


Figure 3.10 : Séquence écho de spins. On remarque l'insertion d'une seconde onde RF dont le rôle est de générer l'écho.

Les séquences écho de gradient et écho de spin ont les trois premières étapes en commun. L'étape 1 consiste en l'application de trois gradients dans les trois axes soit de sélection de coupe, de phase et de lecture. Ceci a comme objectif de détruire toute cohérence de phase qui résulte de d'une excitation précédente. Après cette étape de préparation, une onde RF excitatrice est appliquée simultanément avec un gradient dans la direction de sélection de coupe. L'étape 2 consiste donc à sélectionner la région de l'espace à imager. Une fois la tranche sélectionnée, les gradients des trois axes sont appliqués avec un but spécifique pour chacun. Le gradient dans la direction de sélection de coupe sert à compenser le déphasage induit à l'étape de l'excitation par le gradient appliqué à l'étape 1. Le gradient dans la direction de phase sélectionne la ligne de l'espace K qui sera acquise par le processus schématisé à la Figure 3.7. La valeur de ce gradient change à chaque répétition du noyau de la séquence. Enfin, le gradient dans la

direction de lecture sert volontairement à détruire la cohérence de phase afin de générer l'écho. Alors que l'étape 4 dans la séquence écho de gradient est celle de la lecture du signal en présence d'un gradient de polarité inverse que celui appliqué à l'étape 3, elle correspond à l'application d'une deuxième onde RF dans la séquence écho de spin. Cette deuxième onde RF a comme mission de compenser toutes les inhomogénéités du champ magnétique et de générer l'écho. Après la lecture du signal, un temps de répétition T_R est requis avant d'entamer une autre excitation. La durée de ce temps est fonction du contraste désiré. Le contraste peut être modifié généralement en fonction de trois paramètres qui sont le temps d'écho T_E , le temps de répétition T_R et l'angle d'excitation.

3.2. *Image d'amplitude d'une sphère ferromagnétique*

En IRM clinique, les images d'amplitude sont celles le plus souvent utilisées. À chaque pixel de l'image correspond un ton de gris proportionnel à la densité de spin qui lui est associé⁶. Comme vu précédemment, l'encodage spatial est effectué par l'application de gradients linéaires. La présence d'un corps magnétisé en IRM va générer des inhomogénéités non linéaires du champ magnétique principal, qui interviennent à chaque étape de l'encodage de l'image [2,6,10,12,45]. Deux phénomènes distincts sont observés ; une distorsion de la grille des points qui forment l'espace K et une dispersion de phase. Étant donné que, lors de la reconstruction de l'image, seuls les gradients d'encodage sont pris en considération, toute perturbation aura comme conséquence un mauvais encodage de la position des spins dans l'image. Ceci va

⁶ Le contraste en IRM peut être fonction de d'autres paramètres tels que les temps de relaxation, T_1 et T_2 , qu'on ne considère pas dans notre discussion.

distordre géométriquement l'image, où la taille, la forme et les distances réelles entre les organes ne seront plus conservées. La dispersion de phase survient au niveau du voxel (élément de volume correspondant au pixel), où les inhomogénéités locales du champ magnétique causent l'affaiblissement, voire même la disparition du signal RMN qui est émis. La Figure 3.11 montre une image IRM d'un cylindre dont la différence de susceptibilité par rapport à l'eau est de 180×10^{-6} . Une explication à l'aide d'un modèle mathématique est présentée afin de montrer l'effet du champ magnétique perturbateur sur la sélection de la tranche et la lecture du signal.

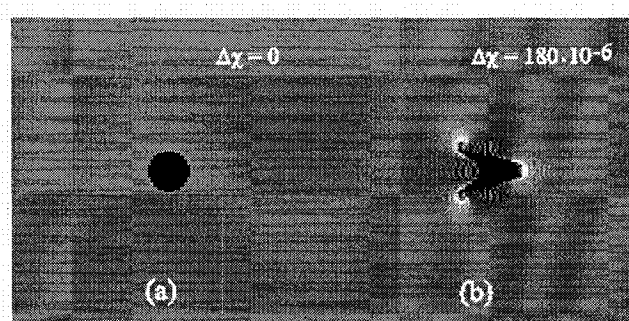


Figure 3.11 : Simulation d'image IRM où dans (a) le cylindre possède la même susceptibilité que l'eau et dans (b) une différence de susceptibilité existe [2].

3.2.1. Distorsion du plan de coupe

La première étape dans l'encodage des images IRM est la sélection du plan de coupe. Ceci est atteint en appliquant simultanément un gradient d'encodage fréquentiel et une onde radiofréquence syntonisée à la fréquence de la tranche désirée et de bande passante proportionnelle à l'épaisseur voulue tel que schématisée à la Figure 3.12. La présence d'une sphère ferromagnétique aura comme effet la superposition d'un champ

non linéaire qui va fausser l'étape de sélection de coupe. Comme montré à la Figure 3.13, la variation du champ magnétique selon z pour x et y fixe sera telle que plusieurs régions seront excitées dans l'axe z . Par conséquent, la distribution des spins qui entrent en résonance ne sera plus plane, mais se tiendra sur une surface non linéaire telle que montrée à la Figure 3.14.

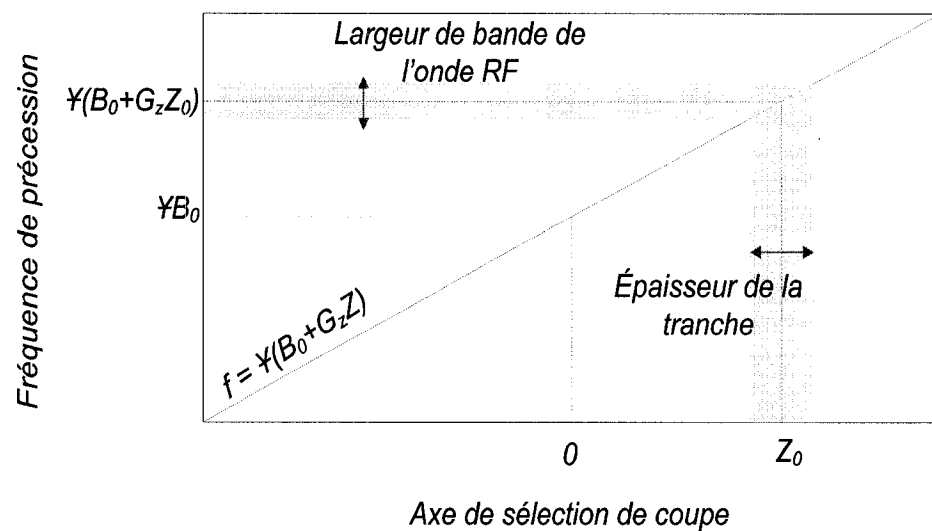


Figure 3.12 : Le processus de la sélection d'une tranche avec une certaine épaisseur est possible par l'application d'un gradient et la syntonisation de l'onde RF sur la fréquence de la tranche désirée. La fréquence augmente linéairement dans l'espace avec une pente de γG_z à cause de l'action du gradient.

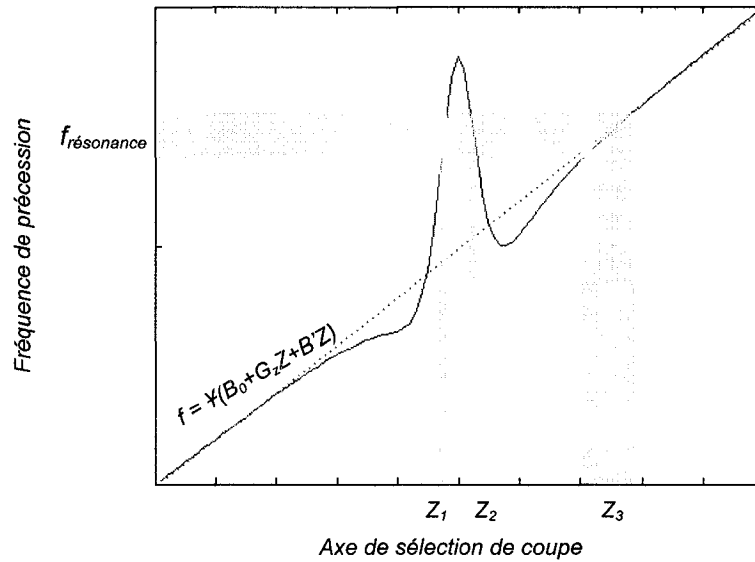


Figure 3.13 : La présence d'un objet ferromagnétique va modifier non linéairement la fréquence en fonction de l'espace, ce qui aura comme conséquence l'excitation non pas d'un plan, mais d'une surface distordue.

Dans le modèle qui suit nous négligeons les composantes selon x et y des inhomogénéités du champ magnétique. Ces dernières ont une contribution négligeable au champ magnétique totale. Mathématiquement, pour une coupe axiale (perpendiculaire à l'axe z), et en absence de perturbation, les spins excités sont à un champ magnétique donné par :

$$B(z) = B_0 + zG_z \quad (3.14)$$

Dans (3.14), le temps t n'apparaît pas, car on suppose que le gradient ne varie pas durant le processus de sélection de la tranche. La présence d'un ferromagnétique ou d'une perturbation magnétique change spatialement la valeur du champ magnétique et doit être prise en considération, ce qui s'exprime par :

$$B(z) = B_0 + zG_z + B'_z(z) \quad (3.15)$$

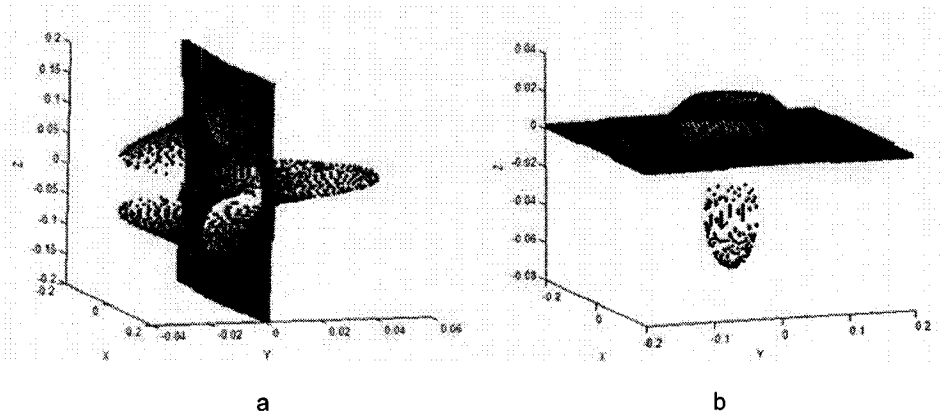


Figure 3.14: Déformation du plan de coupe pour une coupe coronale ou sagittale (a) et pour une coupe axiale (b). Les unités sur le graphique sont en mètre.

Les spins excités sont à un champ magnétique qui satisfait (3.15) et qui est fonction des perturbations magnétiques.

3.2.2. Distorsion géométrique dans la direction de lecture

La présence d'un champ magnétique perturbateur va influencer l'étape de la lecture. Afin d'analyser ce phénomène, considérons le cas simple de l'imagerie 1D, où un gradient (on rappelle que le dipôle peut être caractérisé soit par le champ ou le gradient induit tel que montré au chapitre 2) parallèle à la direction de lecture est présent. L'effet de la présence de ce gradient parasite sur le signal mesuré peut être trouvé en observant l'évolution de la phase au cours du temps au point x :

$$\phi(t') = -\gamma(G_x x + G'_x x)t' \quad (3.16)$$

L'équation (3.16) peut être réécrite pour mettre en évidence l'effet du gradient perturbant comme suit :

$$\phi(t') = -2\pi k_x x \left(1 + \frac{G'_x}{G_x} \right) \quad (3.17)$$

L'équation (3.17) implique que les spins se trouvant à la position x , vont être encodés à la position x' suite à la reconstruction de l'image où :

$$x' = x \left(1 + \frac{G'_x}{G_x} \right) \quad (3.18)$$

La présence d'un gradient perturbateur cause le déplacement des pixels parallèlement à la direction de lecture. Bien entendu, cette distorsion affecte la distance entre les pixels et les dimensions des objets imagés qui ne seront plus conservées. La présence d'un gradient perturbateur dans les directions perpendiculaires à la lecture va modifier l'encodage des spins de la manière suivante :

$$x' = x + \frac{G'_y}{G_x} y \quad (3.19a)$$

$$x' = x + \frac{G'_z}{G_x} z \quad (3.19b)$$

D'après (3.18), (3.19a) et (3.19b), la seule façon de réduire les distorsions géométriques est d'augmenter la valeur du gradient de lecture. La valeur maximale est fonction du système utilisé, elle est de 45 mT/m selon l'axe z et de 40 mT/m selon les axes x et y pour le SIEMENS AVANTO qui est l'IRM utilisé dans le cadre de ce projet. L'augmentation du gradient de lecture a comme conséquence une baisse du rapport signal sur bruit par pixel et donne donc une image plus bruitée.

3.3. Image de phase

Les images de phase, présentées à la Figure 3.15, servent à mesurer les variations locales $B'(x, y, z)$ du champ magnétique, au point de coordonnée (x, y, z) . Elles sont utiles pour obtenir certaines propriétés des tissus, pour améliorer le design des séquences IRM ou pour observer les effets physiologiques qui modifient localement le champ magnétique.

La présence de variations locales dans le champ magnétique crée une variation dans la phase du signal mesuré en IRM avec une séquence gradient écho. Si on néglige toutes les sources de variations de phase telles que le mouvement du patient et le flux sanguin, la phase au temps T_E sera donnée par :

$$\phi(\vec{r}, T_E) = -\gamma B'(\vec{r}) T_E \quad (3.20)$$

où $\vec{r} = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$. Tant que la phase satisfait $\phi < \pi$, il existe une dépendance unique entre la phase et la perturbation magnétique $B'(\vec{r})$. Ceci survient lorsque $B'(\vec{r})$ est assez petit pour le T_E choisi. Sinon, un repliement de phase survient. Ceci nécessite un traitement additionnel avant de déduire la valeur du champ magnétique à partir de la phase.

Par contre, la réponse RF d'un objet dépend de sa conductivité locale [25], qui a un effet direct sur la phase. Étant donné que cet effet est indépendant du temps, il s'ensuit l'ajout d'une phase constante et l'équation précédente devient :

$$\phi(\vec{r}, T_E) = \phi_0 - \gamma B'(\vec{r}) T_E \quad (3.21)$$

Il est évident, à cause de la relation (3.21), qu'une seule acquisition n'est pas suffisante pour extraire la perturbation magnétique à partir de la valeur de la phase. Deux gradients écho avec deux T_E différents sont nécessaires pour y arriver. La phase obtenue avec ces deux échos est donnée par :

$$\phi(\vec{r}, T_{E1}) = \phi_0 - \gamma B'(\vec{r}) T_{E1} \quad (3.22a)$$

$$\phi(\vec{r}, T_{E2}) = \phi_0 - \gamma B'(\vec{r}) T_{E2} \quad (3.22b)$$

La perturbation magnétique est obtenue par soustraction des deux phases correspondant chacune à une image :

$$B'(\vec{r}) = \frac{\phi(\vec{r}, T_{E2}) - \phi(\vec{r}, T_{E1})}{\gamma(T_{E1} - T_{E2})} \quad (3.23)$$

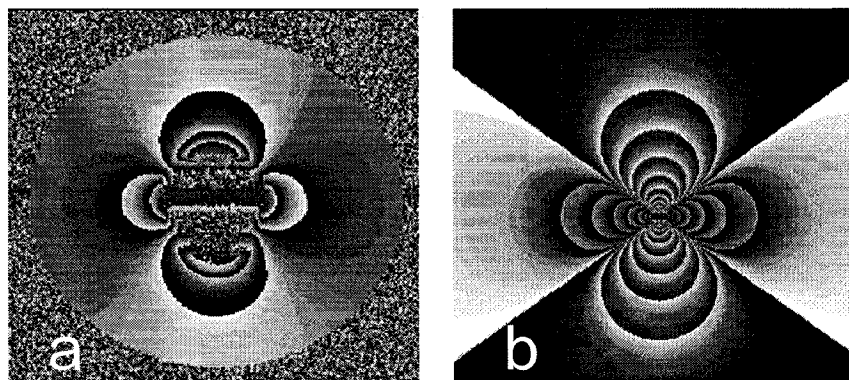


Figure 3.15 : Image de phase d'un dipôle magnétique selon une coupe coronale; (a) image obtenue avec une sphère d'acier en carbone 1010/1020, FOV = 300×300, Nb = 256, $T_{EI} = 10$ ms et $T_{E2} = 14.76$ ms (b) simulation numérique de l'image de phase.

3.4. Image de projection

On présente dans cette section une séquence IRM qui permet de faire apparaître sur une image, les courbes équipotentiellles du dipôle magnétique⁷. Tel que vue dans les sections précédentes, la sélection d'une tranche lors de l'acquisition d'une image se fait en appliquant simultanément un gradient magnétique et une onde RF. Le gradient sert à donner la bonne fréquence de résonance aux spins se trouvant dans la tranche désirée. En absence de gradient de sélection de tranches, tout le volume est excité uniformément. Dans ce cas-ci, la présence d'un dipôle magnétique fera de sorte que les régions excitées vont dépendre du gradient spatial qu'il induit.

3.4.1. Excitation sélective

Pour avoir une excitation sélective par rapport au champ induit par un dipôle, aucun gradient de sélection de tranche n'est appliqué. Le seul gradient présent dans ce cas là

⁷ L'excitation sélective par rapport au champ induit par le dipôle pour fin de localisation du MR-Sub a été proposée pour la première fois par M. Jean-Baptiste Mathieu, étudiant au doctorat au laboratoire de Nanorobotique de l'école polytechnique de Montréal.

est celui induit par le dipôle magnétique. Chaque équipotentielle magnétique a sa propre fréquence de précession tel que présenté à la Figure 3.16.

La fréquence de précession des protons d'hydrogène est fonction du champ magnétique qui leurs est appliqué selon l'équation (3.2) réécrite ici en fonction de la fréquence :

$$f(p) = \frac{\gamma}{2\pi} \cdot B(p) \quad (3.24)$$

où $B(p)$ est le champ magnétique total au point p , qui est la somme du champ principal B_0 , des gradients appliqués lors de l'encodage et de toutes autres variations du champ magnétique en ce point. Étant donné que B_0 est constant et qu'aucun gradient n'est appliqué, la contribution du dipôle à la fréquence de précession des protons sera donnée par :

$$\Delta f(p) = \frac{\gamma}{2\pi} \cdot B'(p) \quad (3.25)$$

Avec $B'(p)$ le champ du dipôle au point p . La Figure 3.16 montre la disposition spatiale des spins ayant la même fréquence de précession. En appliquant une onde RF syntonisée à la fréquence d'une équipotentielle et ayant une faible largeur de bande, les spins se trouvant sur une seule courbe équipotentielle sont excités et vont constituer l'image finale. L'image ainsi obtenue est une projection 2D de la courbe équipotentielle excitée et qui épouse la forme du champ magnétique tel que montré à la Figure 3.17.

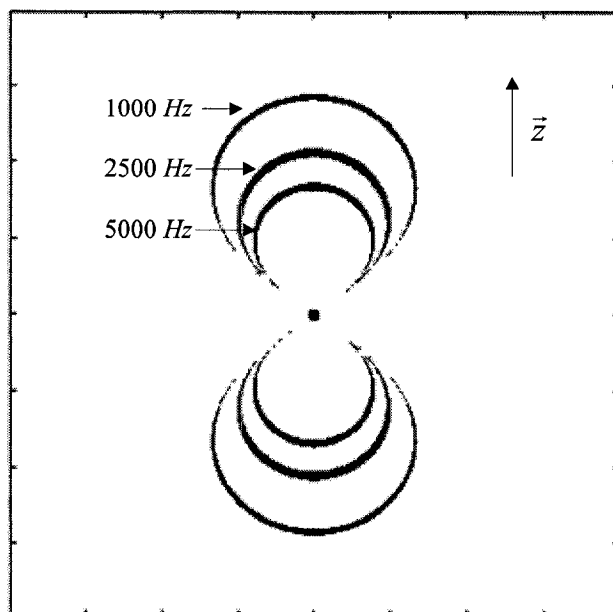


Figure 3.16 : Distribution spatiale des spins ayant la même fréquence de résonance. En s'éloignant du dipôle, la valeur du champ induit diminue ainsi que le décalage fréquentiel par rapport à celle de Larmor.

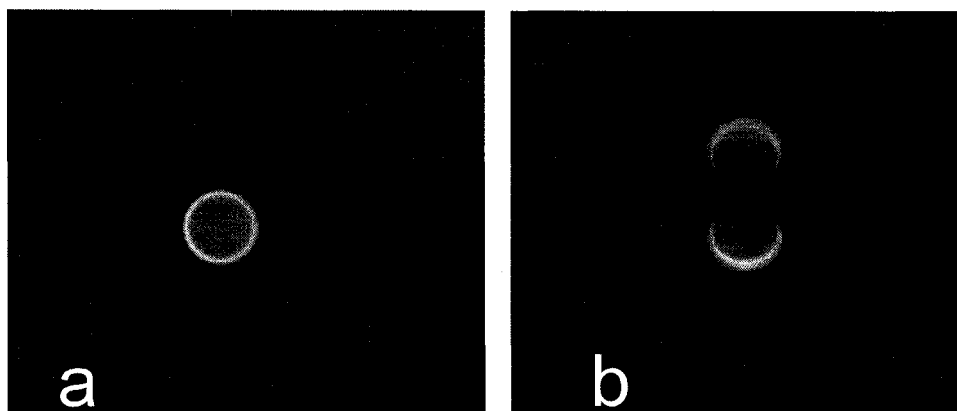


Figure 3.17: Image du dipôle magnétique ($N_b = 1024 \times 1024$, $FOV = 300 \times 300$, $\Delta f = 2,000$ Hz) dans le plan transverse (a) et dans le plan coronal (b). L'image du plan sagittal aura la même forme que dans (b) étant la symétrie du champ du dipôle.

3.4.2. Excitation avec une onde unifréquentielle (cas idéal)

L'utilisation du gradient induit par le dipôle afin d'exciter sélectivement certains protons va engendrer des distorsions dans l'image. En fait, la présence continue du champ magnétique du dipôle, depuis l'excitation et jusqu'à l'acquisition du signal, va engendrer des distorsions géométriques et d'intensités. Étant donné que la reconstruction de l'image de projection est la même que les séquences ordinaires, il s'ensuit que le même traitement mathématique effectué à la section 3.2.2 s'applique dans ce cas-ci et on aura que :

$$x' = x + \frac{B'(x)}{G_x} \quad (3.26)$$

Où x correspond à la position du pixel sans distorsion et x' à sa position en présence de B' .

Tableau 3.2 : Distorsion géométrique en fonction de la fréquence d'excitation et du gradient de lecture.

Décalage fréquentiel (Hz)	Gradient de lecture (mT/m)	Translation subit (x-x') (mm)
1000	1	23.5
	5	4.7
	10	2.3
	40	0.58
1500	1	35.2
	5	7
	10	3.5
	40	0.88
2000	1	47
	5	9.4
	10	4.7
	40	1.2

Ainsi, d'après (3.26), tous les points de l'espace seront tradatés d'une quantité égale au rapport entre la perturbation magnétique et l'amplitude du gradient de lecture telle que schématisée à la Figure 3.18. Le Tableau 3.2 montre pour quelques valeurs de décalage fréquentiel utilisé pour l'imagerie et certaines valeurs de gradient de lecture l'ordre de grandeur de la translation que est subit sur l'image.

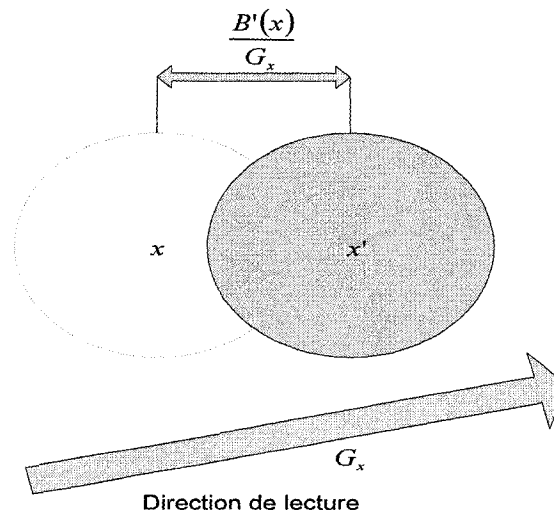


Figure 3.18 : Lors de l'acquisition d'une projection 2D, la position réelle de l'image est tradatée dans la direction du gradient de lecture.

3.4.3. Excitation avec une onde pluri fréquentielle (cas réel)

Étant donnée l'application de l'onde RF pendant un temps limité, celle-ci aura une largeur de bande inversement proportionnelle à sa durée d'application :

$$BW_{RF} = \frac{1}{\tau_{RF}} \quad (3.27)$$

Avec τ_{RF} , la durée de l'onde RF dont l'enveloppe a la forme d'un sinus cardinal.

Selon (3.26), les spins excités se trouvant proches du dipôle subiront une translation plus importante que ceux qui sont plus loin. Ce phénomène est schématisé à la Figure 3.19 et illustré par deux images de projection prises avec deux décalages fréquentiels différents à la Figure 3.20, où on voit que la translation est plus importante pour une fréquence plus élevée.

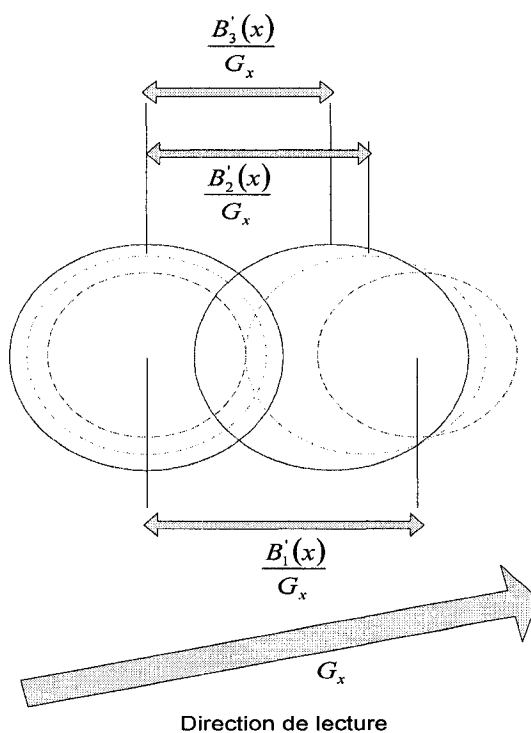


Figure 3.19 : Distorsions géométriques pour une excitation réelle.

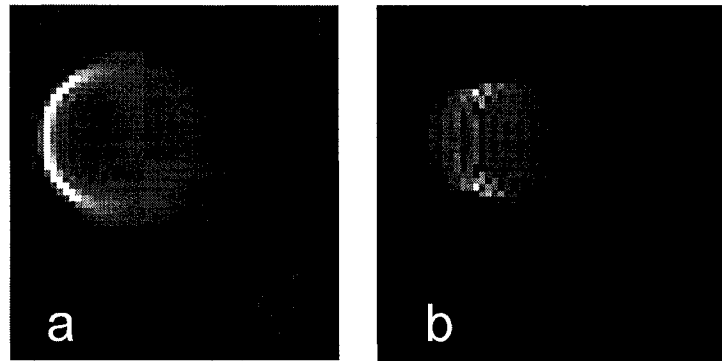


Figure 3.20 : Projection transversale du volume excité avec une onde RF de (a) 1,000 Hz et (b) 2,000 Hz de décalage. L'amplitude du gradient de lecture utilisé est de 2.57 mT/m.

3.5. Reconstruction d'image

3.5.1. Transformée de Radon

La transformée de Radon constitue la base mathématique de la reconstruction tomographique d'image⁸ à partir de projections. La transformée de Radon 2D est une intégrale ligne telle que montrée à la Figure 3.21.

La transformée de Radon d'une fonction $f(x,y)$ est définie comme suit:

$$\mathcal{R}\{f(x,y)\} = \int_L f(x,y) dl \quad (3.28)$$

Où l'intégrale ligne est définie par :

$$x \cos(\phi) + y \sin(\phi) = p \quad (3.29)$$

La transformée de Radon peut ainsi s'écrire :

⁸ La tomographie est une technique qui permet d'obtenir une image nette d'une couche anatomique, d'une épaisseur définie, alors que toutes les autres couches sus et sous-jacentes sont effacées.

$$\{\mathcal{R}f\}(p, \phi) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) \delta(x \cos(\phi) + y \sin(\phi) - p) dx dy \quad (3.30)$$

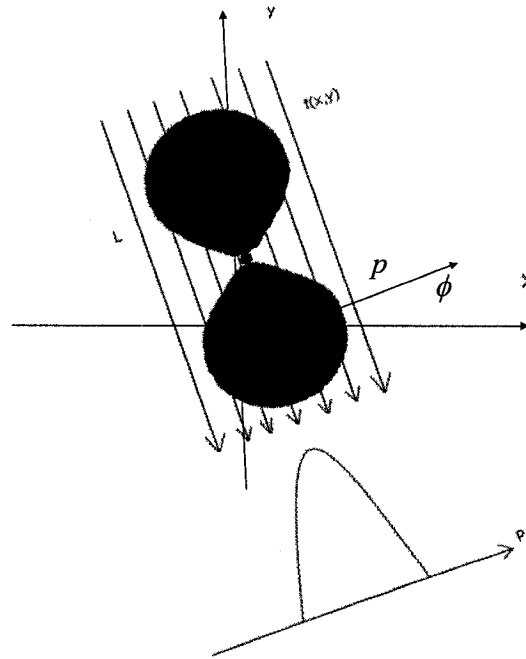


Figure 3.21 : Illustration de la transformée de Radon 2D qui consiste à l'intégrale ligne selon différents angles.

3.5.2. Théorème de la rétroprojection

La transformée de Radon est intimement liée à la transformée de Fourier à travers le théorème de la rétroprojection qui constitue la base théorique de plusieurs algorithmes de reconstruction d'images. Ce théorème qui associe une projection 1D à une ligne de l'espace K se formule ainsi :

Pour une fonction $\rho(r)$ de dimension n , la transformée de Fourier unidimensionnelle de $\{\Re_\rho\}(p, \mu)$ selon l'axe p pour une projection selon l'angle μ est identique à la $n^{\text{ième}}$ transformée de Fourier de $\rho(r)$ évaluée sur une ligne passant par l'origine avec le même angle dans l'espace de Fourier [66]. Mathématiquement le théorème s'écrit :

$$F_p \{ \{ \Re_\rho \} (p, \mu) \} = \{ F\rho \} (k\mu) \quad (3.31)$$

Où F_p représente la transformée de Fourier 1D selon l'axe p .

La Figure 3.22 donne une explication graphique du théorème de la rétroprojection.

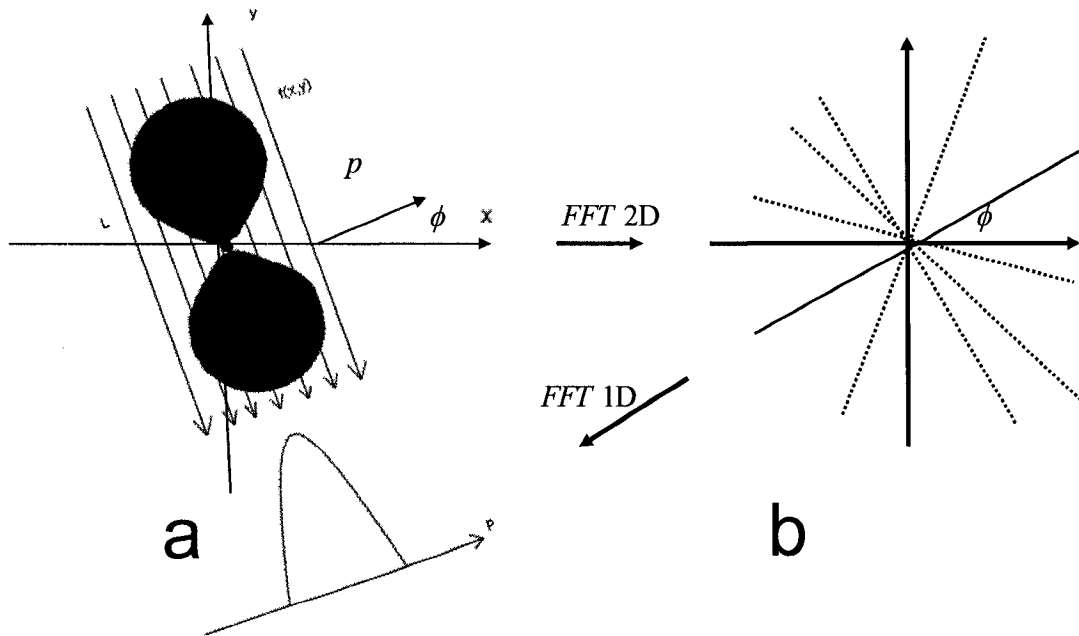


Figure 3.22 : Théorème de la rétro projection : la transformée inverse 1D d'une ligne de l'espace K est équivalente à la projection avec le même angle dans l'espace de l'image.
Dans (a) espace image, dans (b) espace K .

CHAPITRE 4. LOCALISATION PAR IRM

Introduction

Après avoir présenté les fondements de l'IRM et les différentes possibilités d'imagerie dont elle est capable, on expose dans ce chapitre les techniques de localisation exploitant cette modalité. Tout d'abord, les limitations reliées à l'utilisation des images d'amplitudes aux fins de localisation sont discutées. Par la suite, on présente une technique de localisation se basant sur le traitement d'image de phase. Finalement, une dernière approche est présentée qui exploite les images de projections.

4.1. Limitations de l'imagerie d'amplitude

Telle qu'il a été présenté au chapitre précédent, la présence de perturbations magnétiques crée des artefacts dans les images IRM. La non-linéarité du champ du dipôle rend difficile la correction des artefacts. Un modèle mathématique simplifié qui décrit les étapes de la formation des artefacts a été présenté au chapitre 3, on se restreint ici à l'analyse des images. Dépendamment de la tranche sélectionnée, donc à des distances variables de la sphère ferromagnétique, l'artefact qui se manifeste par une région de manque de signal va changer de taille et de forme. Notant que la taille de l'artefact est d'environ 50 fois la taille de la bille. La distorsion peut sortir du plan de l'image rendant difficile la mise en oeuvre d'un algorithme de reconnaissance de forme adapté à la forme de l'artefact. De plus, la forme de l'artefact change selon les paramètres d'imagerie et le type de la séquence utilisée. La Figure 4.1 montre des

images d'une sphère ferromagnétique prises avec une séquence écho de gradient et une séquence écho de spin. Les distorsions sont beaucoup moins importantes sur les images écho de spins car l'application de la seconde onde RF compense les erreurs de phase dues aux inhomogénéités avant la lecture du signal. Puisqu'une séquence écho de spins est fondamentalement plus lente qu'une séquence écho de gradient, l'amélioration de la qualité de l'image se fait au détriment de la résolution temporelle.

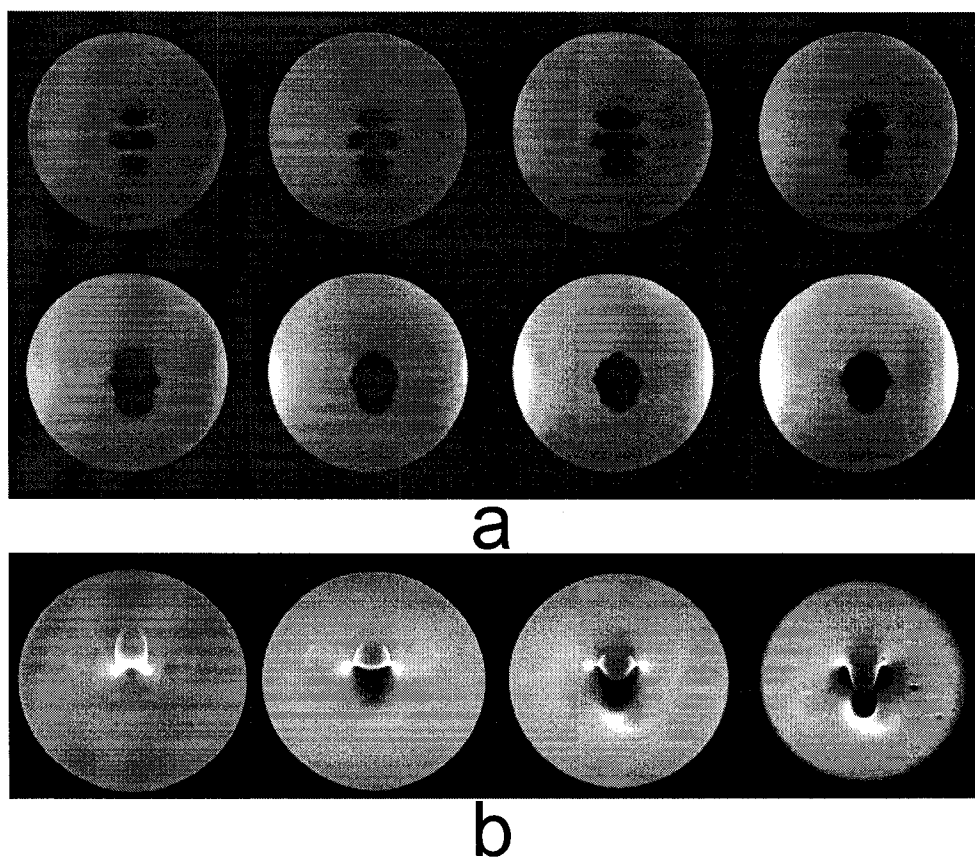


Figure 4.1 : Image d'une bille ferromagnétique 1010/1020 acier de carbone $B_{\text{Sat}} = 1.67$ T de diamètre 3.58 mm (a) image écho de gradient dans le plan sagittal ($T_R/T_E = 1000/10$ ms, FOV = 200×200 mm, Nb = 256×256 , épaisseur de la tranche = 5 mm, distance entre les tranches = 5 mm) (b) image écho de spin dans le plan coronal ($T_R/T_E = 500/20$ ms, FOV = 200×200 mm, Nb = 256×256 , épaisseur de la tranche = 5 mm, distance entre les tranches = 10 mm).

4.2. Localisation par images de phase

Les images de phase constituent une représentation du champ magnétique induit par la bille. Bien qu'il soit possible de localiser la bille à partir de la perturbation magnétique causée par une source, telle qu'il a été présenté au chapitre 2, on a eu recours à une méthode graphique afin de contourner les erreurs d'encodages qui surviennent. En effet, tels qu'il a été mentionné au chapitre 3, les distorsions de plan de coupe et l'encodage fréquentiel dans la direction de lecture causent un mauvais encodage de la vraie position des pixels. Bien que les distorsions du plan de coupe soient subtiles et ne soient pas visibles sur l'image, les distorsions causées à l'encodage fréquentiel de lecture sont facilement détectables. On le voit à la Figure 4.2, où le champ du dipôle qui est théoriquement symétrique ne l'est pas sur l'image. Ces distorsions empêchent l'utilisation de l'image de phase comme une matrice de capteurs magnétiques et la localisation par résolution de l'équation inverse du dipôle. Le bruit au milieu de l'image de la Figure 4.2 correspond à une région de manque de signal.

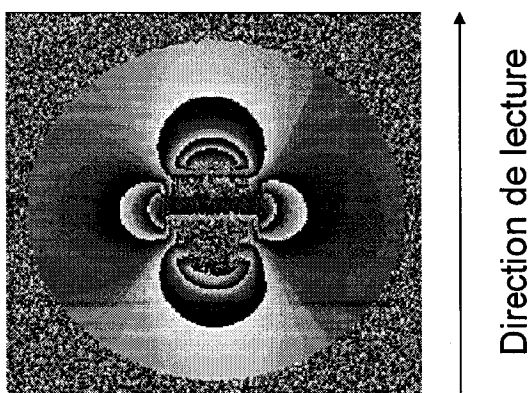


Figure 4.2 : Image de phase obtenue avec une séquence écho de gradient ($T_{E1} = 10$ ms, $T_{E2} = 14,76$ ms, épaisseur de la tranche = 5 mm et $T_R = 1000$ ms, Nb = 256×256). On remarque les erreurs de symétrie dans la direction de lecture.

4.2.1. Gradient magnétique

Bien que des distorsions soient inhérentes aux images de phase, la forme du champ magnétique dipolaire est globalement maintenue, d'où l'idée d'utiliser les caractéristiques géométriques du champ du dipôle pour la localisation. Une méthode graphique utilisant le gradient de l'image de phase, qui est aussi une représentation du gradient magnétique du dipôle, est développée. L'utilisation du gradient a l'avantage de filtrer les variations lentes du champ magnétique, qui peuvent être des inhomogénéités causées par la différence de susceptibilité entre les différents tissus du corps ou celles de B_0 . Partant de l'image de phase, Figure 4.3a, le gradient est calculé selon les deux axes.

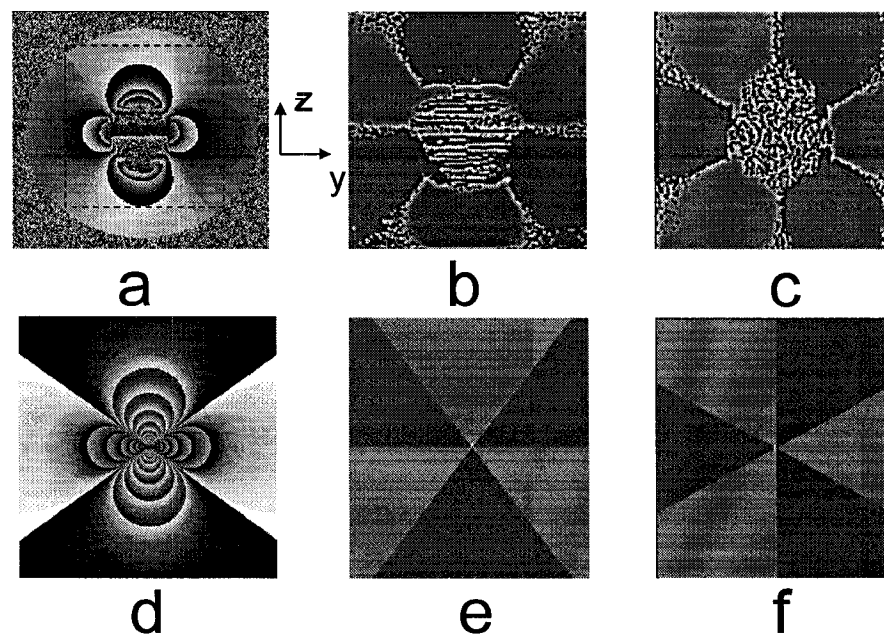


Figure 4.3 : Image IRM de phase et gradient spatial. En (a) image de phase obtenue en IRM, (b) gradient magnétique selon l'axe z, (c) gradient magnétique selon l'axe y. Les images obtenues par simulation sont représentées par (d) simulation des images de phase, (e) gradient théorique selon l'axe z et (f) gradient magnétique selon l'axe y.

Un traitement adéquat, qui sera détaillé à la section suivante, permet d'obtenir les deux images de la Figure 4.3 (b,c), où les zones de changement de signe du gradient sont rehaussées. Un algorithme de détection de lignes est appliqué afin d'obtenir les coordonnées des droites dont l'intersection donne théoriquement la position du dipôle. Les images théoriques sont données à la Figure 4.3 (d,e,f) pour l'image de phase et les gradients respectivement.

4.2.2. Méthode

Les images de phases ont été obtenues avec une séquence écho de gradient dont les paramètres sont : $T_{EI} = 10$ ms, $T_{E2} = 14,76$ ms, $T_R = 1000$ ms et l'épaisseur de la tranche = 5 mm. On a utilisé une bille ferromagnétique 1010/1020 en acier au carbone de diamètre 1.58 mm et dont la magnétisation à la saturation est de $1.33e^6$ A/m. La phase étant reliée à l'induction magnétique par :

$$\Delta\phi = \gamma \cdot B_z' \cdot \Delta T_E, \quad (4.1)$$

un recouvrement de phase a lieu à environ tous les 31 μ T. Les traitements mathématiques sont effectués à l'aide du logiciel MATLAB (The MathWorks, Inc.). La première étape consiste à enlever le recouvrement de phase. On a utilisé la fonction « unwrap » de MATLAB pour arriver à cette fin. Par la suite, le gradient est calculé. Cette opération peut être faite dans le domaine spatial ou le domaine fréquentiel exploitant la propriété de dérivation de la transformée de Fourier⁹ :

⁹ Il est plus avantageux d'utiliser la formulation fréquentielle, pour accélérer les calculs vu que les données brutes appartiennent à ce domaine.

$$F\left\{\frac{df(t)}{dt}\right\} = j\omega \cdot F(\omega) \quad (4.2)$$

On a utilisé la fonction « gradient » de MATLAB pour avoir le gradient spatial selon les deux axes de l'image. La troisième étape consiste à rendre binaire les images de gradient comme indiqué à la Figure 4.4 (a,b). Finalement, un détecteur de seuil est appliqué ayant comme objectif la mise en évidence des zones de changement de signe ce qui est illustré à la Figure 4.4 (c,d). Ces images binaires servent comme point d'entrée à l'algorithme de détection de lignes. Ce traitement vise à obtenir une image simple partant d'une image avec plusieurs motifs. La localisation est réalisée avec un algorithme de détection de lignes exploitant la transformée de Radon. Le code MATLAB développé pour cette partie est présenté à l'annexe B.

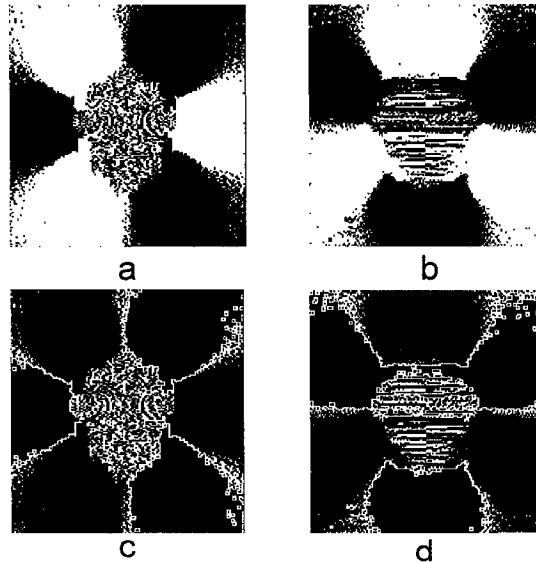


Figure 4.4 : Traitement effectué sur les images de phase, en (a) et (b) on voit le gradient spatial selon x et y, en (c) et (d) un filtre de détection de seuil est appliqué, seul les zones de transition sont visibles sur ces images.

4.2.3. Détection de lignes

Afin de détecter les lignes, on procède à la transformation de Radon des images binaires obtenues après le seuillage. Les points de hautes intensités dans l'espace de Radon de la Figure 4.5 correspondent aux coordonnées des droites dans l'espace image.

Sur chacune des deux transformées de Radon on distingue trois zones de surintensité correspondant chacune à une droite. Les coordonnées des droites sont : $(\theta = 5^\circ, x' = 0)$, $(\theta = 62^\circ, x' = 5)$, $(\theta = 118^\circ, x' = 5)$, $(\theta = 39^\circ, x' = 4)$, $(\theta = 90^\circ, x' = 0)$ et $(\theta = 141^\circ, x' = 4)$. La correspondance de l'angle θ et la distance x' dans l'espace image est donnée à la Figure 4.6. La transformée de Radon inverse obtenue avec un espace contenant seulement ces points est donnée à la Figure 4.7.

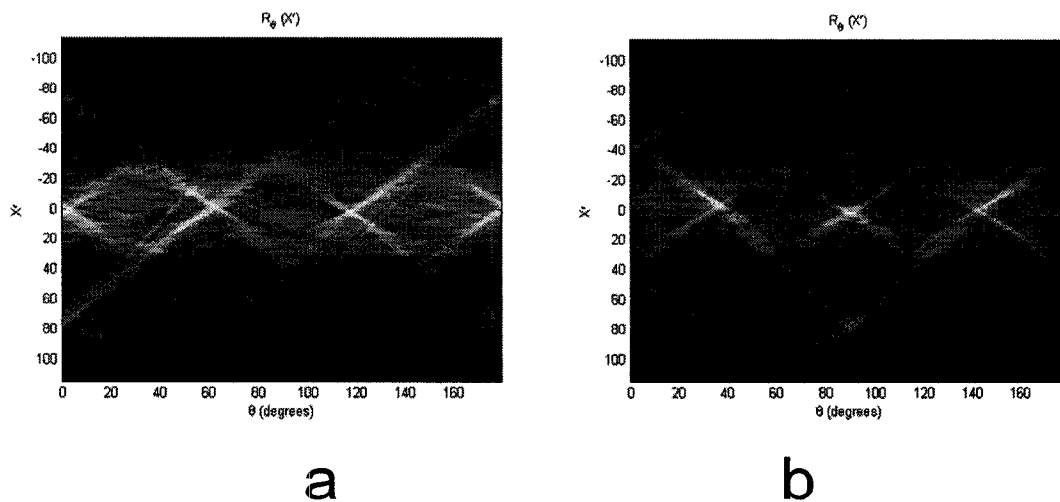


Figure 4.5 : Transformée de Radon des images binaires obtenues après seuillage.

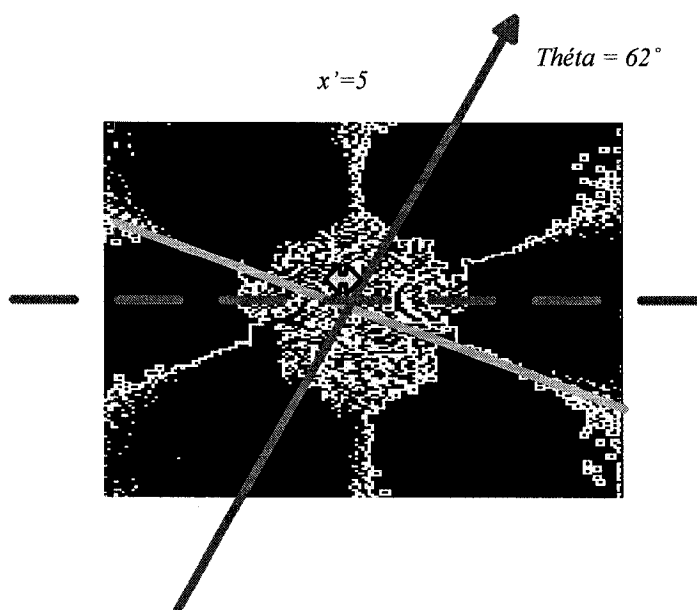


Figure 4.6 : Signification de l'angle θ et de la distance x' dans le diagramme de la transformée de Radon.

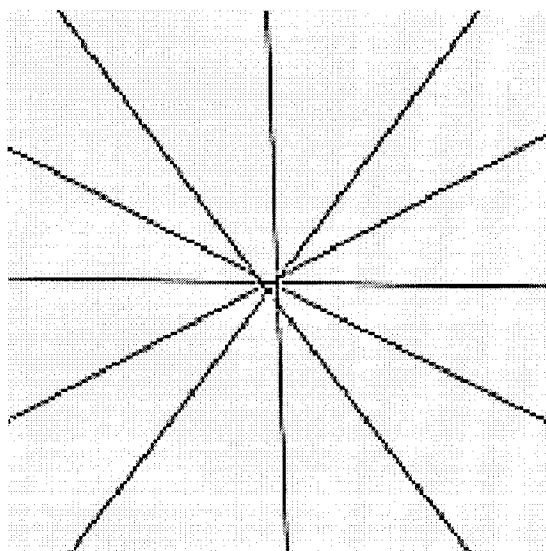


Figure 4.7 : Lignes reconstruites par la transformée inverse de Radon. Théoriquement, l'intersection des lignes indique la position du dipôle.

4.2.4. Avantages et inconvénients

Le traitement effectué sur les images de phases possède l'avantage d'être fondé sur un modèle mathématique analytique de l'induction de la sphère, contrairement aux images des artéfacts dont le modèle est plus complexe. De plus, l'utilisation du gradient magnétique permet de filtrer les variations lentes des inhomogénéités magnétiques permettant une représentation fidèle du gradient du dipôle. Aussi, les images de phase dépendent beaucoup moins que les images d'amplitudes de la densité de spins du milieu imagé. Cette technique souffre par contre pour son temps de traitement et d'acquisition. Toute l'image doit être mesurée avant d'entamer les différents traitements qui nécessitent beaucoup de temps de calcul. En plus, les distorsions géométriques du plan de coupe constituent une source de bruit qu'il faut considérer.

4.3. *Localisation par images de projection*

Dans une application comme le MR-Sub, où les contraintes de temps nécessaires pour assurer un contrôle fiable sont difficilement atteignables, une résolution temporelle¹⁰ optimale est souhaitée. En plus, la taille du dispositif¹¹ et les applications de haute précision visées pour le MR-Sub requièrent une haute résolution spatiale. La technique proposée dans cette section constitue l'alternative la plus prometteuse investiguée par l'auteur pour la localisation du MR-Sub par IRM. Les premiers tests ont permis de localiser avec une résolution spatiale égale à la taille du pixel sans sacrifier

¹⁰ Des études effectuées par M. Haritz Macicior dans le cadre de son projet de recherche en contrôle du MR-Sub ont révélé que le temps de rafraîchissement maximal de la position doit être de 25 ms pour avoir un contrôleur stable.

¹¹ La taille dépend de l'artère visée.

pour autant la résolution temporelle, vu qu'une seule ligne de l'espace K est requise. Cette technique de localisation est basée sur une séquence IRM qui met en évidence les propriétés magnétiques du dispositif. La position est obtenue suite à la corrélation de deux doubles projections prises chacune à une position. La théorie reliée à l'imagerie de projections sans gradient de sélection de coupe a été présentée au chapitre 3. On expose dans ce qui suit les paramètres qui affectent l'imagerie et la méthode suivie pour valider la technique de localisation proposée.

4.3.1. Méthodes

Afin d'obtenir la position 3D de la sphère ferromagnétique, un masque de corrélation doit être tout d'abord créé. Le masque de corrélation est obtenu en moyennant plusieurs projections 1D selon les trois axes de l'espace alors que la bille est maintenue immobile. Pour chaque nouvelle position, une opération de corrélation est performé entre le masque déjà formé et la nouvelle projection. Les projections 1D sont obtenues à partir d'images dont les paramètres d'acquisition sont étudiés.

Nous avons effectué des expériences afin de quantifier les critères de performances du système de localisation par des projections. Les critères de performances recherchés sont la résolution, la précision, la répétabilité et le temps d'acquisition. La résolution est déterminée par le déplacement minimum que subit la sphère ferromagnétique et qui peut être détecté. La précision est quantifiée expérimentalement en déplaçant la sphère d'une distance précise et connue et en comparant par la suite les valeurs obtenues avec le déplacement réel. Pour chaque

position, plusieurs mesures sont acquises. Cette redondance a pour objectif la vérification de la répétitivité de la technique proposée. Finalement, les paramètres qui affectent la durée de la séquence sont variés pour atteindre le meilleur compromis entre la qualité du signal acquis et le temps requis à la localisation. Pour le moment, on ne tient pas compte du temps de calcul étant donné que l'algorithme de localisation n'est pas encore implémenté en temps réel et que sa durée d'exécution va dépendre de la plateforme utilisée.

Les tests d'imagerie et de positionnement sont faits avec une bille ferromagnétique de diamètre 2.388 mm ayant une magnétisation de saturation de 1.67 T. Au champ magnétique statique de 1.494 T de l'IRM, la bille est en saturation. Un IRM clinique de marque Siemens Avanto est utilisé pour mener les tests d'imagerie. La bille est suspendue dans un mélange gélatineux formé à partir d'un volume de 7 litres (l) d'eau mélangée avec de la gelée alimentaire (5g/l), du sulfate de nickel (1.25g/l) et du NaCl (5g/l). Cette formule sert à fournir un mélange solide avec des temps de relaxation rapides.

Deux montages qui servent à tenir la bille sont utilisés. Dans le premier montage qui sert à quantifier la précision, la bille est attachée à l'extrémité d'une tige en plastique qui la maintient au milieu de la gélatine tel qu'illustré à la Figure 4.8 (a). Deux morceaux en plastique usinés avec précision sont insérés sur les côtés du montage afin de modifier avec précision la position de la bille. Dans le second montage, qui sert à quantifier la résolution, la bille est attachée à une tige filetée tel qu'illustré à la Figure 4.8 (b). La rotation de la tige d'environ 25° correspond à un déplacement d'environ 150

μm dans le plan coronal. Le 'fantôme', modèle servant pour l'imagerie, contenant la gélatine et où la bille est insérée, est collé à l'intérieur de l'antenne de tête qui sert à la réception du signal. L'orientation du fantôme par rapport aux axes de l'IRM est vérifiée visuellement avec le laser de l'IRM et ensuite par une cartographie 3D. Pendant la cartographie 3D la bille n'est pas insérée dans le montage. Deux supports suspendus sur le montage servent à calculer l'angle de déviation, s'il y a lieu, en mesurant la taille des supports sur différentes tranches.

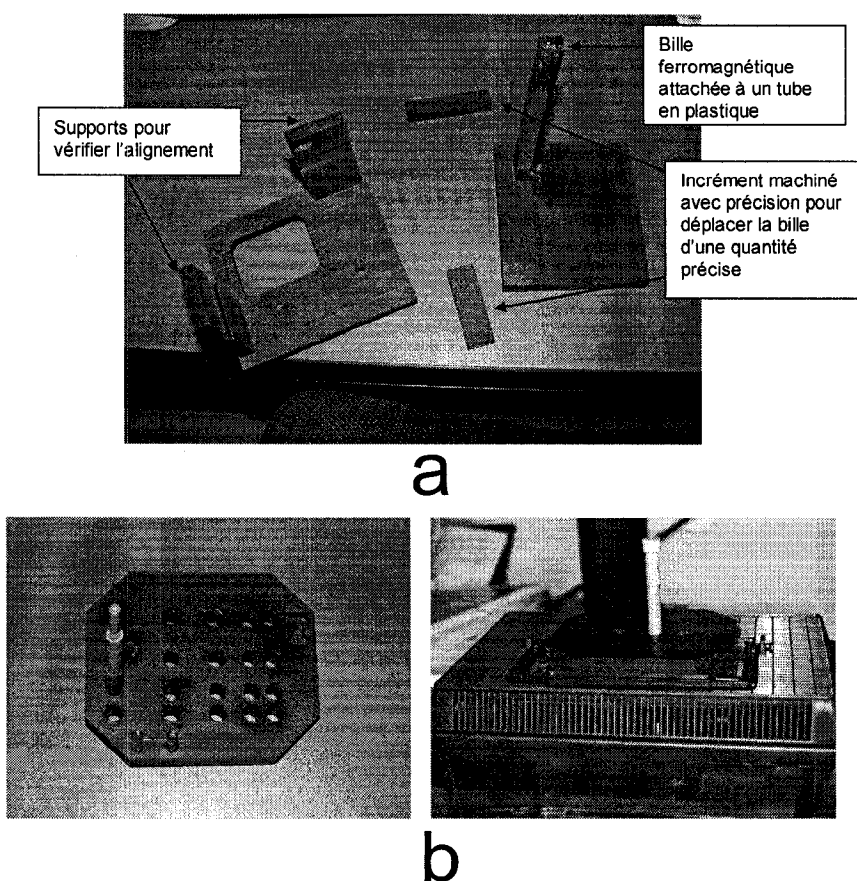


Figure 4.8 : Montage utilisé pour maintenir la bille dans le milieu gélatineux. Le montage dans (a) permet de déplacer la bille avec des quantités connues. Dans (b) la tige filetée sur laquelle la bille est attachée permet de faire des déplacements d'environ $150\ \mu\text{m}$.

Pour les tests de précision, trois images dans les trois plans de l'espace, soit transverse, sagittal et coronal sont prises pour chaque position. Les déplacements effectués sont résumés au Tableau 4.1 en tenant en compte de l'orientation du fantôme par rapport au système d'axe de l'IRM. Ces déplacements sont mesurés par rapport à la référence obtenue sans aucune insertion.

Tableau 4.1 : Déplacement réel de la bille par rapport à la référence.

Position	1	2	3	4	5
Déplacement réel en z (mm)	14.986	14.986	9.991	0	9.991
Déplacement réel en x (mm)	0	9.991	0	9.991	14.986

La séquence utilisée est l'écho de spin, illustré à la Figure 4.9, ayant les caractéristiques suivantes : TR/TE 150/7.5 ms, FOV 300×300 mm. Le gradient de lecture utilisé est de 30 mT/m et la taille de l'image est de 1024×1024. Afin d'accélérer l'acquisition, la résolution dans la direction de phase est réduite, dans un deuxième temps, à l'acquisition de 32 lignes au lieu de 1024. Étant donné que l'objectif final est d'obtenir la projection 1D de l'image, les deux acquisitions donnent le même résultat. Il aurait été préférable d'acquérir une seule ligne de l'espace K , correspondant à une projection de l'image, sauf que les développements logiciels nécessaires à cette fin dépassent l'échéancier de ce projet de maîtrise.

Les paramètres qui affectent l'image sont : la résolution, le décalage fréquentiel par rapport à la fréquence de Larmor de l'onde excitatrice (f_{offset}) et sa durée (τ), le temps

d'écho (T_E) et le temps de répétition (T_R). Le temps de répétition est choisi arbitrairement sachant qu'en localisant avec une seule ligne de l'espace K il sera considéré comme infini. Le temps d'écho est choisi le plus court possible, afin d'avoir un contraste en fonction de la densité de spins. Différents décalages fréquentiels et durée d'onde RF sont utilisés et leurs effets sur la localisation sont étudiés.

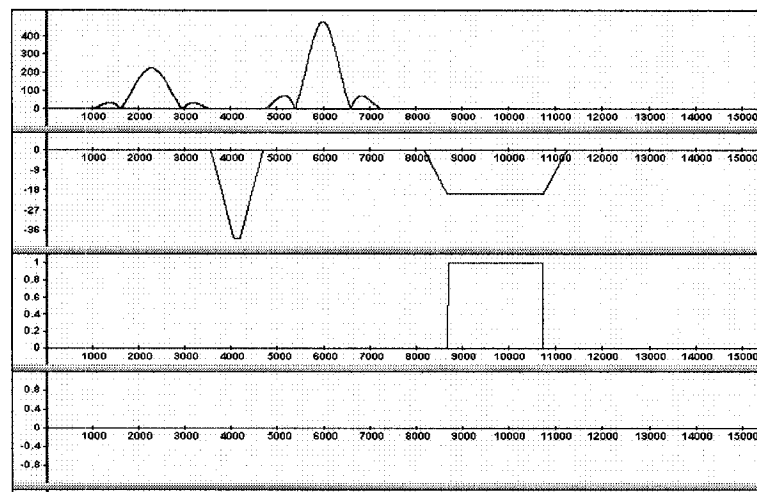


Figure 4.9 : Séquence écho de spins sans gradient de sélection de tranches utilisée pour l'imagerie.

4.3.2. Résultats

4.3.2.1. Imagerie

Lorsque l'onde RF est syntonisée à $f_{offset} = 500$ Hz (correspondant à une durée de $2560 \mu s$) et avec une largeur de bande de $1,111$ Hz, les régions excitées sont à une fréquence de précession qui se situe à (500 ± 555) Hz. Cette situation correspond à la Figure 4.10 (a) où il n'est pas étonnant de voir un volume homogène puisqu'aucune sélection n'est possible avec cette plage fréquentielle. En fait, dans ce cas-là, la

fréquence de Larmor appartient à l'ensemble des fréquences sélectionnées et la majeure partie du volume est excitée. Le même comportement est observé à 600 Hz, à la Figure 4.10 (b), bien que la fréquence de Larmor n'est pas comprise dans la plage fréquentielle choisie, qui est de (600 ± 555) Hz. Ceci est probablement dû aux imperfections de l'onde RF dont la coupure n'est pas abrupte mais progressive. À 700 Hz de décalage, tel qu'illustré à la Figure 4.10 (c), on voit l'effet de la différence de susceptibilité entre l'eau et l'air puisque les protons se trouvant à proximité de la frontière du bocal sont excités. Toutefois, le signal émis par la région entourant la sphère est plus important que celui qui vient d'ailleurs. À la Figure 4.10 (d), en augmentant le décalage fréquentiel à 800 Hz, une meilleure sélectivité autour de la sphère ferromagnétique commence à prendre forme, bien que les effets des parois soient encore visibles. À partir d'un offset de 1,000Hz, Figure 4.10 (e), l'excitation est restreinte autour du dipôle. Tel que prédit par la théorie, en augmentant le décalage fréquentiel à 2,000 Hz comme à la Figure 4.10 (f), la région excitée se rapproche de plus en plus de la sphère ferromagnétique et une meilleure sélectivité est atteinte. En augmentant encore plus la fréquence, le volume excité est diminué comme à la Figure 4.10 (g) pour $f_{offset} = 15$ kHz, jusqu'à sa disparition complète avec un décalage de 20 KHz comme à la Figure 4.10 (h).

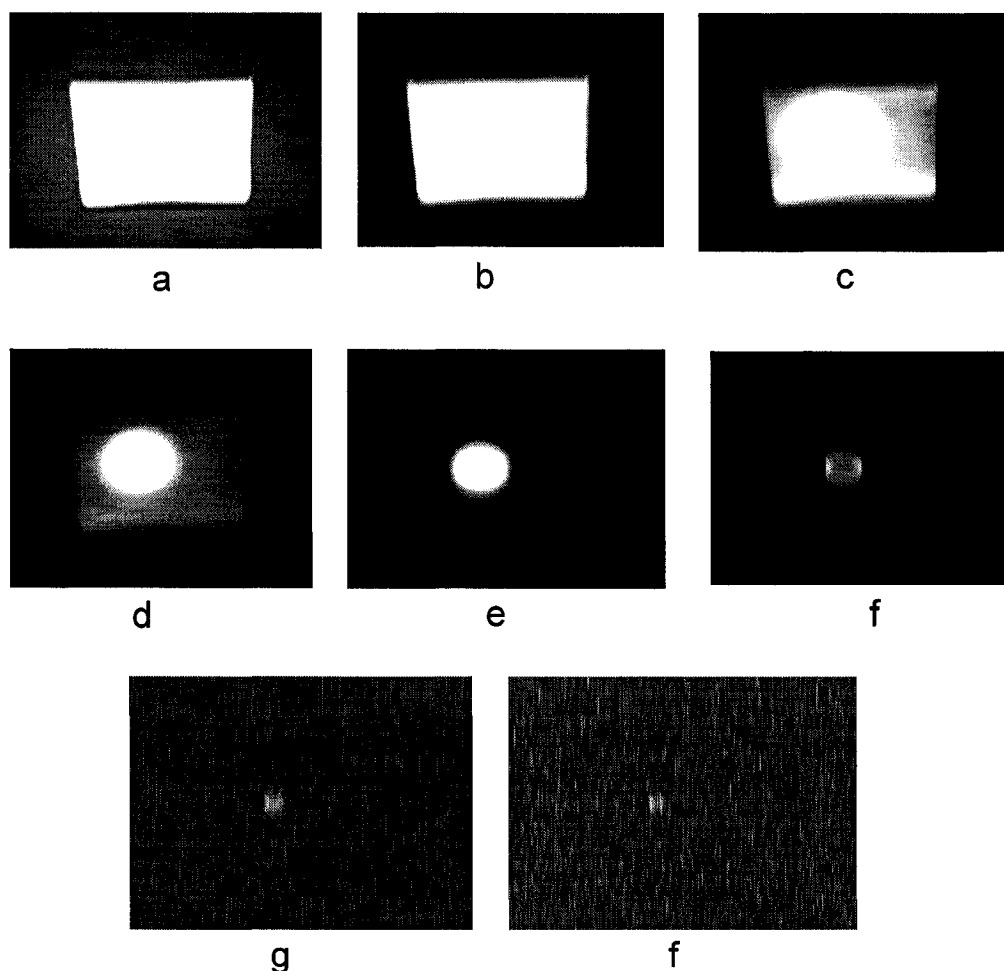


Figure 4.10 : Images de projection obtenues avec différents décalages fréquentiels qui sont de (a) 500, (b) 600, (c) 700, (d) 800, (e) 1,000, (f) 2,000, (g) 15,000 et (h) 20,000 *Hz*.

4.3.2.2. Rapport signal sur bruit (SNR)

En augmentant le décalage fréquentiel, une meilleure sélectivité est atteinte alors que le rapport signal sur bruit (SNR) est dégradé. Dans ce cas, le signal fait référence à l'intensité émise par les protons excités alors que le bruit correspond à l'intensité du fond de l'image. Le SNR est important, car la limite qu'on peut atteindre pour le plus petit dispositif localisable par projection dépend de ce paramètre. Le SNR change en

fonction de plusieurs paramètres d'imagerie telle que la résolution, le temps d'acquisition, les antennes utilisées et la composition du milieu imagé [25]. Le SNR change aussi en fonction du décalage fréquentiel utilisé et c'est cette dépendance qui sera analysée en détail dans cette section. Tel qu'il a été discuté à la section précédente, l'augmentation du décalage fréquentiel a pour conséquence la réduction du volume excité, donc la diminution du nombre de spins participant au signal. Étant donné que le niveau de bruit reste le même, un affaiblissement du signal conduit à une baisse du SNR. La courbe à la Figure 4.11 montre la variation du SNR en fonction du décalage fréquentiel. Le SNR maximal est obtenu à un décalage fréquentiel de 1,000 Hz, avec une onde RF dont la durée est égale à 2560 μ s. Pour des fréquences inférieures à 1,000 Hz, le contraste par rapport au fond de l'image est diminué, car l'excitation n'est pas restreinte autour du dipôle. Pour des fréquences supérieures à 1,000 Hz, moins de volume est excité. Les dimensions de la région excitée sont présentées à la Figure 4.12, on voit qu'il y a une dépendance entre l'importance de la région excitée et le SNR. La durée de l'onde RF est aussi un facteur qui influence le SNR, à la Figure 4.14 on voit cette dépendance pour un décalage fréquentiel de 6,000 Hz. Afin d'obtenir cette courbe seule la durée de l'onde RF d'excitation est variée, ce qui peut expliquer la baisse du SNR pour de faibles durées. Ainsi, le SNR sera entre autres, fonction de deux paramètres d'imagerie qui sont le décalage fréquentiel utilisé, qui détermine la surface excitée, et la durée de l'onde RF qui détermine l'épaisseur de cette surface (voir Figure 4.13 et Figure 4.14).

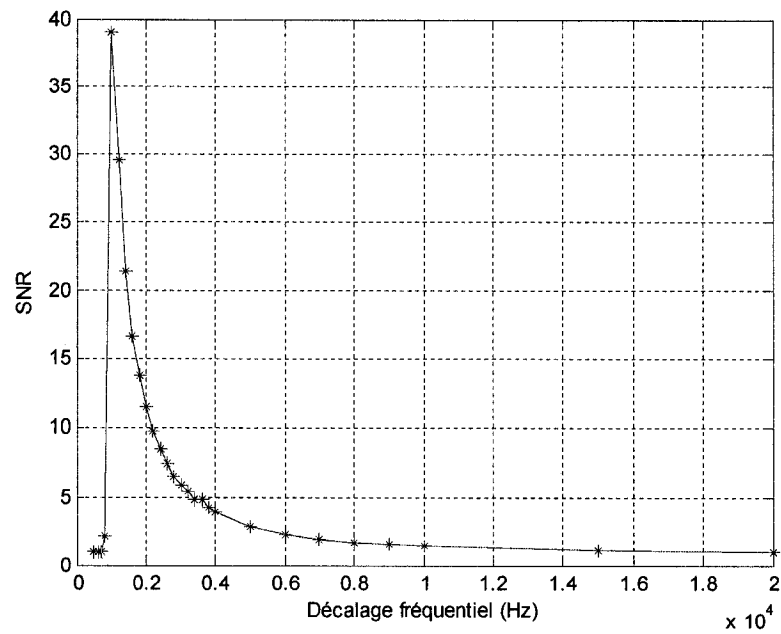


Figure 4.11 : Courbe du signal sur bruit (SNR) en fonction du décalage fréquentiel pour une onde RF d'excitation de durée 2560 μ s.

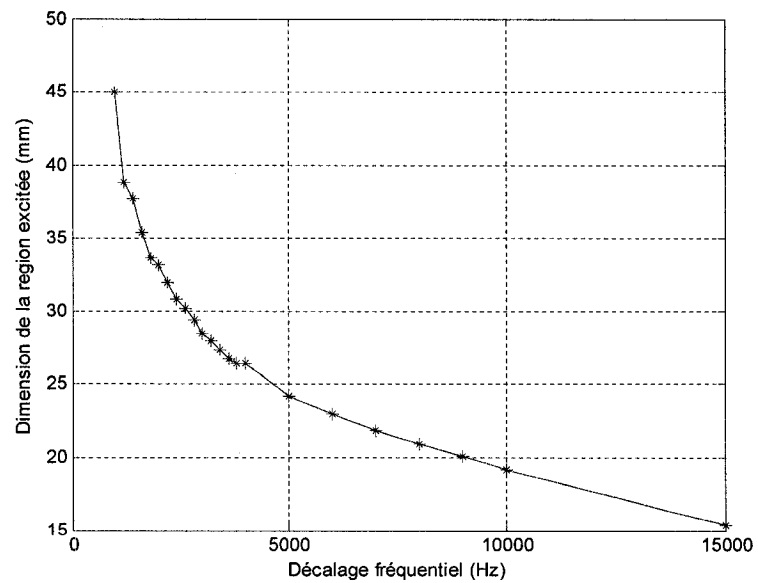


Figure 4.12 : Graphique des dimensions de la région excitée en mm en fonction du décalage fréquentiel.

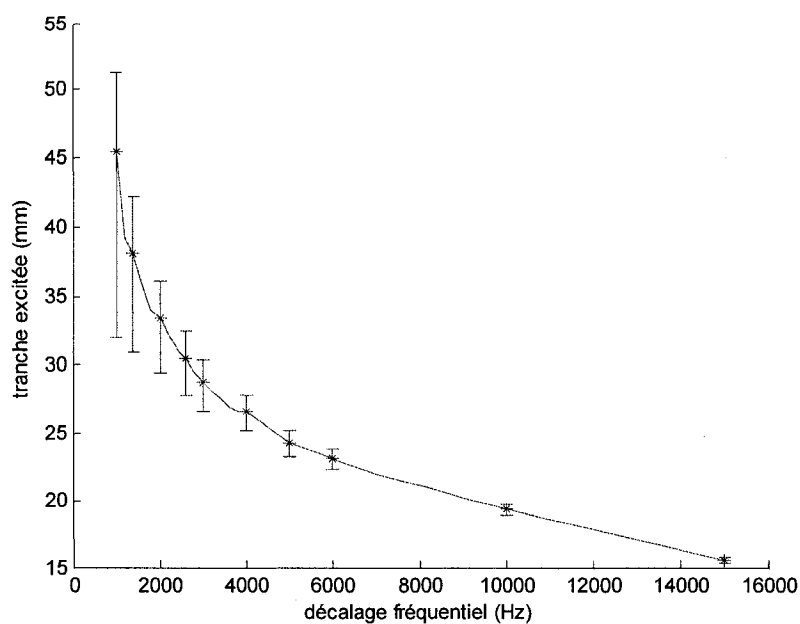


Figure 4.13 : Graphique des dimensions de la région excitée en *mm* en fonction du décalage fréquentiel de l'onde RF d'excitation sur lequel est superposé les dimensions théoriques de la région excitée.

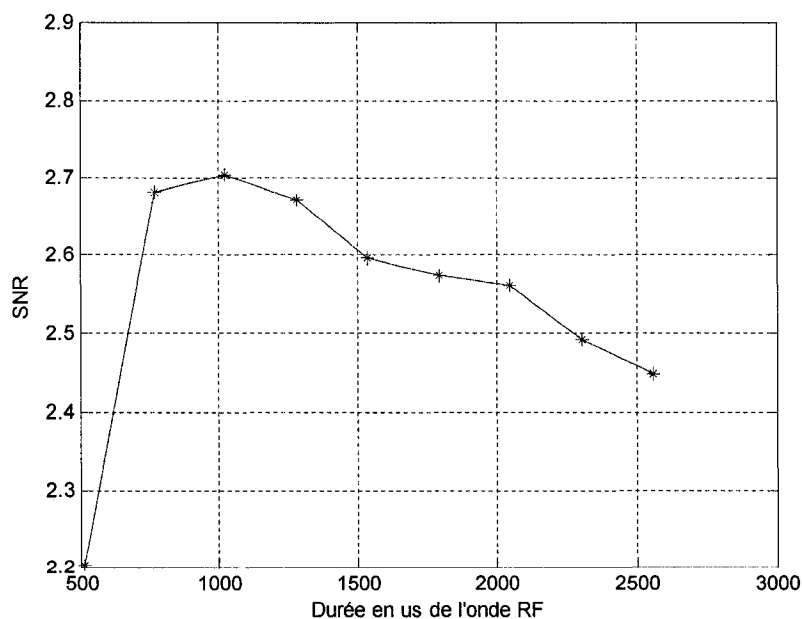


Figure 4.14 : Graphique du rapport signal sur bruit (SNR) en fonction de la durée de l'onde RF d'excitation. Le décalage fréquentiel est maintenu fixe à 6000 Hz. Le SNR maximal se trouve entre 768 et 1280 μ s, correspondant à une largeur de bande de 1302 et 780 Hz respectivement.

4.3.2.3. Durée de l'acquisition

Une séquence de type spin écho est utilisée pour l'imagerie étant donnée sa capacité à compenser les inhomogénéités du champ magnétique. Quatre étapes principales doivent être exécutées avant d'avoir un signal avec ce type de séquence tel qu'illustré à la Figure 4.15. La première étape est celle de l'excitation, dont la durée minimale est limitée par la puissance que les émetteurs RF de l'IRM sont capables de fournir et qui est donnée par :

$$puissance = \frac{énergie}{temps} \quad (4.3)$$

L'énergie dépend de l'angle d'excitation désiré. Pour obtenir le maximum de signal, la magnétisation doit être basculée d'un angle de 90°. D'un autre côté, pour un angle d'excitation fixe, la réduction du temps alloué à l'onde RF augmente la puissance requise. Nous n'avons pas expérimenté le SNR en fonction de l'effet de l'angle durant nos tests, vu qu'un angle maximal de 90° est utilisé. Dans le cadre des expériences effectuées dans ce projet, la durée de l'onde RF est variée entre 512 et 2560 μs . L'analyse de la Figure 4.13 montre que le SNR diminue à des durées courtes de l'onde RF, notamment 512 μs , alors que théoriquement il aurait dû augmenter vu qu'un plus grand volume est excité. Ceci est probablement dû à l'onde RF de rephasage qui ne couvre pas la même plage fréquentielle, étant donné que sa durée n'est pas variée en même temps que celle de l'onde RF d'excitation. La diminution du SNR pour de courtes durées d'application de l'onde RF reste à étudier, vu que ceci permet aussi de gagner en réduisant le temps d'acquisition.

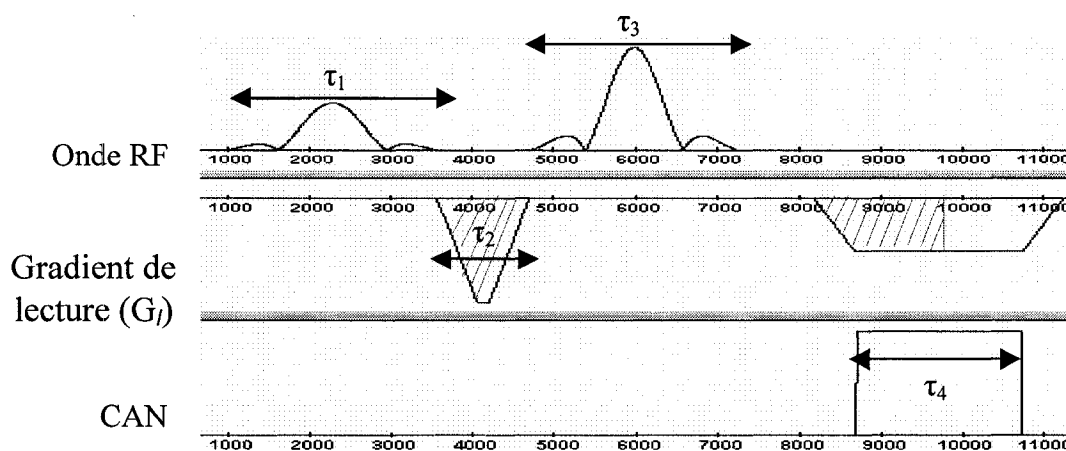


Figure 4.15: Les quatre étapes qui déterminent le temps nécessaire à une séquence écho de spins pour l'acquisition d'une ligne de données.

La deuxième étape consiste à appliquer un gradient dans le même axe que celui de la lecture. L'intégrale de ce gradient par rapport au temps doit être égale à l'intégrale de la première moitié du gradient de lecture, afin de garantir un déphasage nul au temps d'écho T_E . La durée minimale requise de ce gradient dépend de l'intensité du gradient de lecture utilisé dans la séquence et des spécifications techniques des bobines de gradient de l'IRM dont la vitesse de montée et l'amplitude maximale. Dans la séquence utilisée, le temps d'application de ce gradient était de 1.0 ms. La troisième étape consiste à l'application d'une onde RF dont l'objectif est de compenser le déphasage induit par le gradient qu'on vient juste de décrire et toutes autres inhomogénéités du champ magnétique. Cette onde RF doit basculer la magnétisation de 180° et c'est pourquoi sa puissance est plus élevée que la première onde RF. Sa durée est de 2560 μs pour la séquence utilisée au cours de ces expériences. Aucun test n'était effectué pour voir l'effet de la diminution de sa durée sur le SNR. La dernière étape est celle de la lecture

du signal avec l'application simultanée d'un gradient de lecture et du convertisseur analogue à numérique (CAN). La durée de cette étape dépend de la résolution désirée, des spécifications techniques des bobines de gradient et de la fréquence d'échantillonnage du CAN. Une plus grande résolution nécessite évidemment plus de temps. De plus, afin d'être certain de satisfaire le critère d'échantillonnage de Shannon pour éviter un repliement de spectre, un suréchantillonnage est requis. Par exemple si 1024 points sont nécessaires pour atteindre la résolution désirée, 2048 points doivent être échantillonnés. La durée de cette étape pour la séquence utilisée est de 2.0 ms pour une résolution de 1024 points et un champ de vision de 300 mm, ce qui donne une résolution spatiale de 0.293 mm. La durée totale nécessaire pour l'acquisition d'une ligne de l'espace K correspondant à une projection est de 11 ms pour la séquence utilisée. La durée de la séquence peut être réduite à moins que 10 ms en réduisant la durée de la première onde RF tout en améliorant le SNR. La durée peut aussi être réduite en diminuant la résolution spatiale dans la direction de lecture et dans ce cas un compromis entre la résolution spatiale et temporelle doit être fait. L'utilisation d'une séquence écho de gradient à la place d'une séquence écho de spins réduit encore plus la durée d'acquisition par contre une perte importante du signal survient tel que observé à la Figure 4.16. Afin d'avoir la position, un temps supplémentaire correspondant au traitement de l'information acquise est requis. Ce temps est fonction de l'algorithme et des calculs nécessaires à effectuer sur les données et de la plateforme utilisée (eg : PC, DSP ou autre).



Figure 4.16 : Images de projection obtenue avec une séquence écho de gradient. Le décalage fréquentiel est de 2,000 Hz.

4.3.2.4. Projections 1D

Pour localiser le dispositif, il n'est pas nécessaire de mesurer toutes les lignes de l'espace K d'une image. Une seule ligne de l'espace K passant par l'origine (correspondant à une projection) suffit selon la transformée de Radon présentée au chapitre 3. Afin d'illustrer ceci, la Figure 4.17 montre des projections selon l'axe x de l'IRM (le système de référence de l'IRM est décrit à la Figure 3.4) pour des images transversales prises avec des décalages fréquentiels de 2 kHz, 4 kHz, 10 kHz et 20 kHz respectivement.

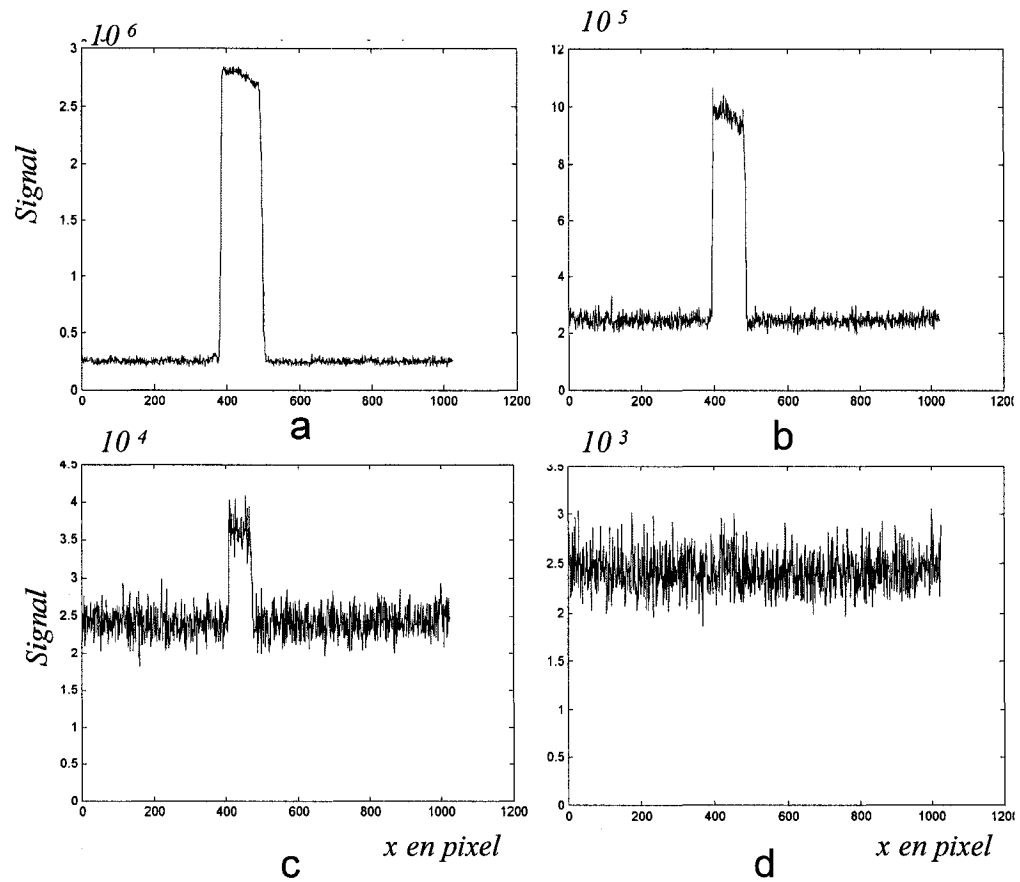


Figure 4.17 : Projection 1D selon la direction de lecture d'images transversales prises avec un décalage fréquentiel de (a) 2,000, (b) 4,000, (c) 10,000 et (d) 20,000 Hz.

4.3.2.5. Localisation

La position est obtenue suite à la corrélation de deux projections 1D prises à deux instants différents. La corrélation est définie comme étant la somme (l'intégrale pour le continu) du produit de deux fonctions que l'on décale progressivement l'une par rapport à l'autre. Soit $x(k)$ et $y(k)$ deux fonctions discrètes, alors la corrélation, $R(d)$, est donnée par:

$$R_{xy}(d) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x(k) \cdot y(k+d) \quad (4.4)$$

Étant donné que la corrélation consiste à la succession des opérations de translation, multiplication et accumulation, elle demande beaucoup de temps de calcul. Une manière d'accélérer l'exécution d'une opération de corrélation est d'utiliser l'algorithme FFT-convolution, qui exploite le fait qu'une convolution et l'équivalent d'une multiplication dans l'espace fréquentiel (mathématiquement, la convolution et la corrélation sont très proches). Il s'ensuit que :

$$corr(x, y) = X \cdot conj(Y) \quad (4.5)$$

qui se lit comme suit : la corrélation de deux signaux x et y est équivalente à la multiplication du spectre fréquentiel de x (X) avec le conjugué complexe du spectre fréquentiel de y (Y). Il est beaucoup plus avantageux d'utiliser la relation (4.5), d'autant plus qu'en IRM les données initiales consistent en des fréquences spatiales.

Exemple de localisation à partir d'image dans le plan transversal

Image de projection transversale de la bille
à la position A

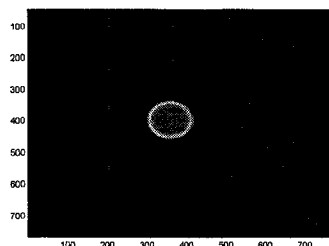
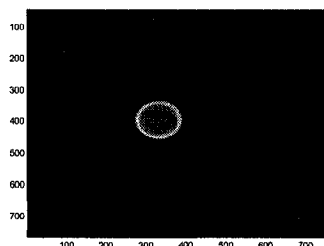
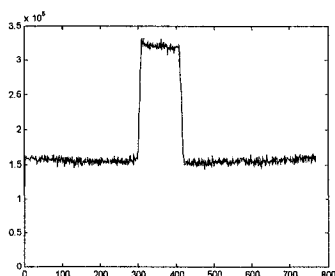


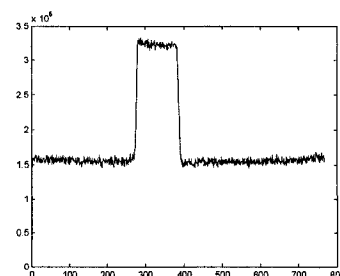
Image de projection transversale de la bille
à la position B



Projection dans la direction de lecture pour
la position A

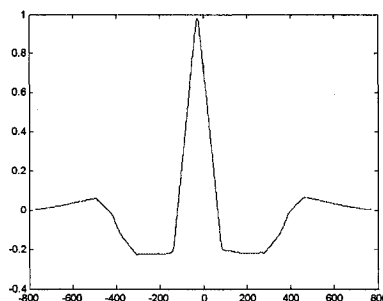


Projection dans la direction de lecture pour
la position B



Corrélation des deux projections

$$R_{xy}(d) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} x(k) \cdot y(k+d)$$



Retard obtenu par corrélation : 34

Taille du pixel = 0.293 mm

Distance entre la position A et la position B obtenue par corrélation = $0.293 \times 34 = 9.962$ mm

Distance réelle entre la position A et la position B = 9.99 mm

Erreur = 0.028 mm

Exemple de localisation à partir d'image dans le plan sagittal

Image de projection sagittale de la bille à la position A

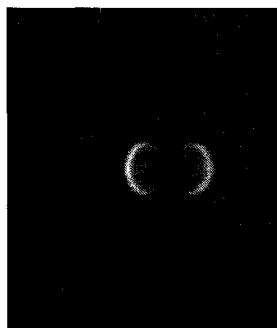
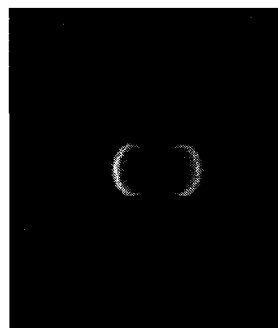
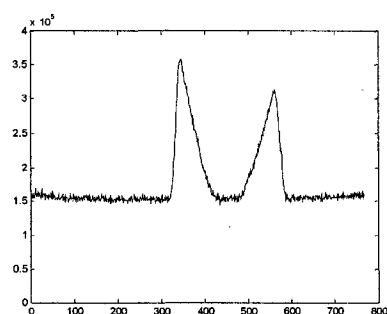


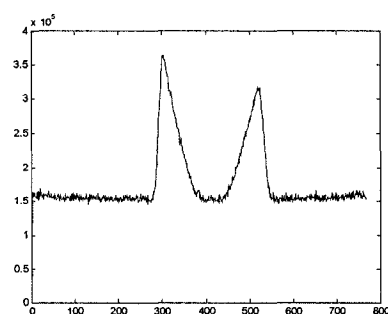
Image de projection sagittale de la bille à la position B



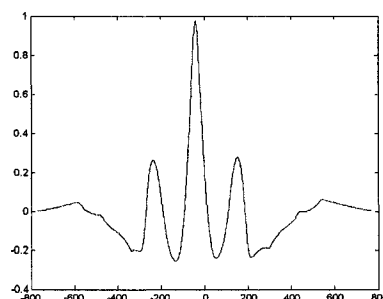
Projection dans la direction de lecture pour la position A



Projection dans la direction de lecture pour la position B



Corrélation des deux projections



Retard obtenu par corrélation : 51

Taille du pixel = 0.293 mm

Distance entre la position A et la position B obtenue par corrélation = $0.293 \times 51 = 14.943$ mm

Distance réelle entre la position A et la position B = 14.985 mm

Erreur = 0.042 mm

La position absolue du dispositif, par rapport à l'origine de l'imageur, ne peut être obtenue que si des corrections sont apportées aux distorsions géométriques présentées au chapitre 3. Sachant que ces distorsions sont fixes pour le même décalage fréquentiel et intensité du gradient de lecture, il est alors possible de trouver le déplacement relativement à une référence caractérisée par cette technique de localisation.

Tableau 4.2: Position obtenue par corrélation entre la référence et les différents déplacements.

Position	1	2	3	4	5
Déplacement réel selon z	14.986	14.986	9.991	0	9.991
Déplacement réel selon x	0	9.991	0	9.991	14.986
Déplacement mesuré selon z	14.958	14.938	10.068	0.011	9.920
Déplacement mesuré selon x	0.126	10.441	0.146	9.959	15.018
Erreur moyenne selon x	0.0380	0.0490	0.0773	0.0122	0.0716
Erreur moyenne selon z	0.126	0.4502	0.1463	0.0342	0.0325
Erreur moyenne globale	0.102				

En corrélant tous les déplacements mesurés entre eux et en utilisant une interpolation *spline* cubique afin de trouver le maximum de la corrélation, le diagramme d'erreur de la Figure 4.18 est obtenu. Il est noté que, pour la localisation statique de la bille, 72.8 % des erreurs appartiennent à l'intervalle 0-100 μm . L'erreur moyenne obtenue pour cette expérience est de 0.102 mm.

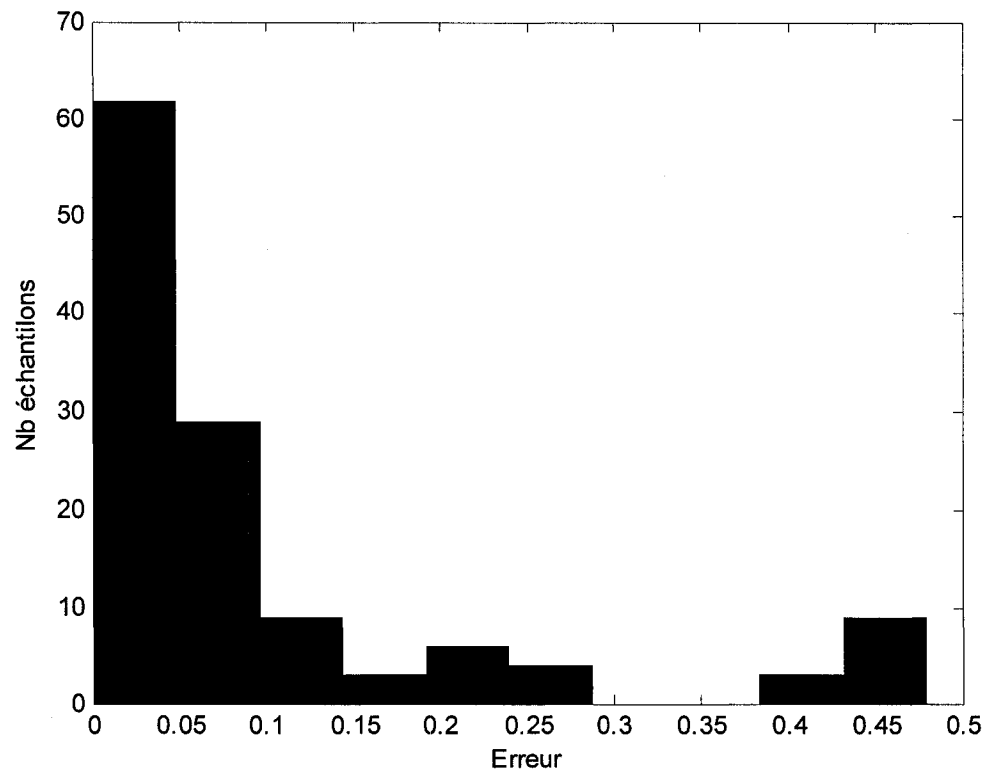


Figure 4.18: Histogramme d'erreur obtenue pour la technique de localisation par projection de dipôle magnétique. 72.8 % des erreurs sont comprises dans l'intervalle 0-100 μm . L'erreur moyenne est 0.102 mm.

4.3.2.7. Résolution

En faisant varier la position de la bille d'un pas continu de $150\text{ }\mu\text{m}$ à chaque fois, nous obtenons le graphique de la Figure 4.19. Les positions mesurées sont illustrées par des étoiles et les déplacements réels par une droite continue. Avec l'interpolation utilisée, le déplacement d'un demi-pixel de la bille est toujours détecté. Sans interpolation, par contre, c'est-à-dire en prenant le maximum de la corrélation discrète, certains déplacements ne sont pas détectés.

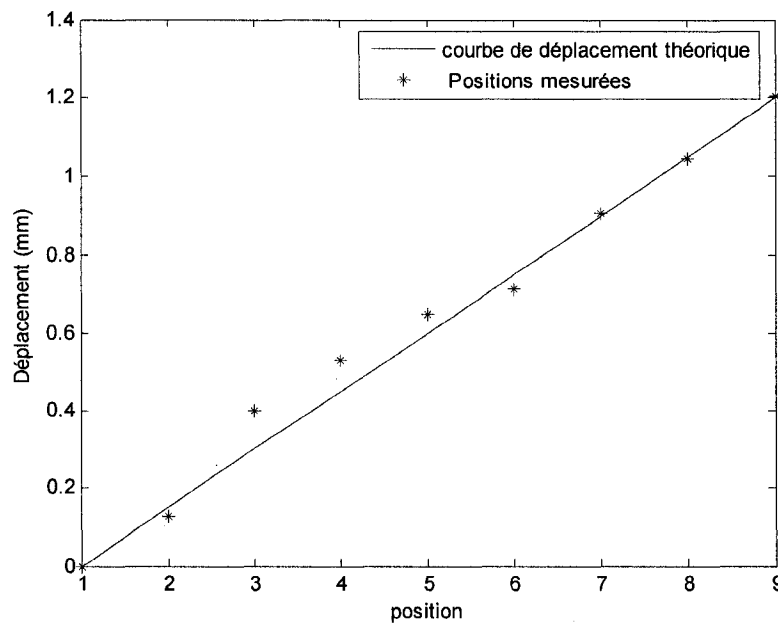


Figure 4.19 : Erreurs entre les positions réelles et expérimentales pour un déplacement de $150\text{ }\mu\text{m}$ par position.

4.4. Conclusion

Plusieurs paramètres influencent les performances de la technique de localisation proposée, notons entre autres : les caractéristiques du dispositif (magnétisation et rayon)

et de l'onde RF d'excitation (décalage fréquentiel, largeur de bande et angle d'excitation), la séquence utilisée (résolution, gradient de lecture et durée d'acquisition) et bien sûr de la densité de spins présents dans le milieu. Ces facteurs sont, soit étudiés ou discutés, en fonction de leurs effets sur le SNR, qui est étroitement relié au volume excité. À la Figure 4.20, le volume excité en fonction du décalage fréquentiel et du diamètre d'une sphère ayant une densité magnétique à la saturation de 1.67 T est illustré. Un tel graphique permet, pour des conditions expérimentales données, de déduire le volume minimum nécessaire pour trouver la position du dispositif avec un SNR acceptable.

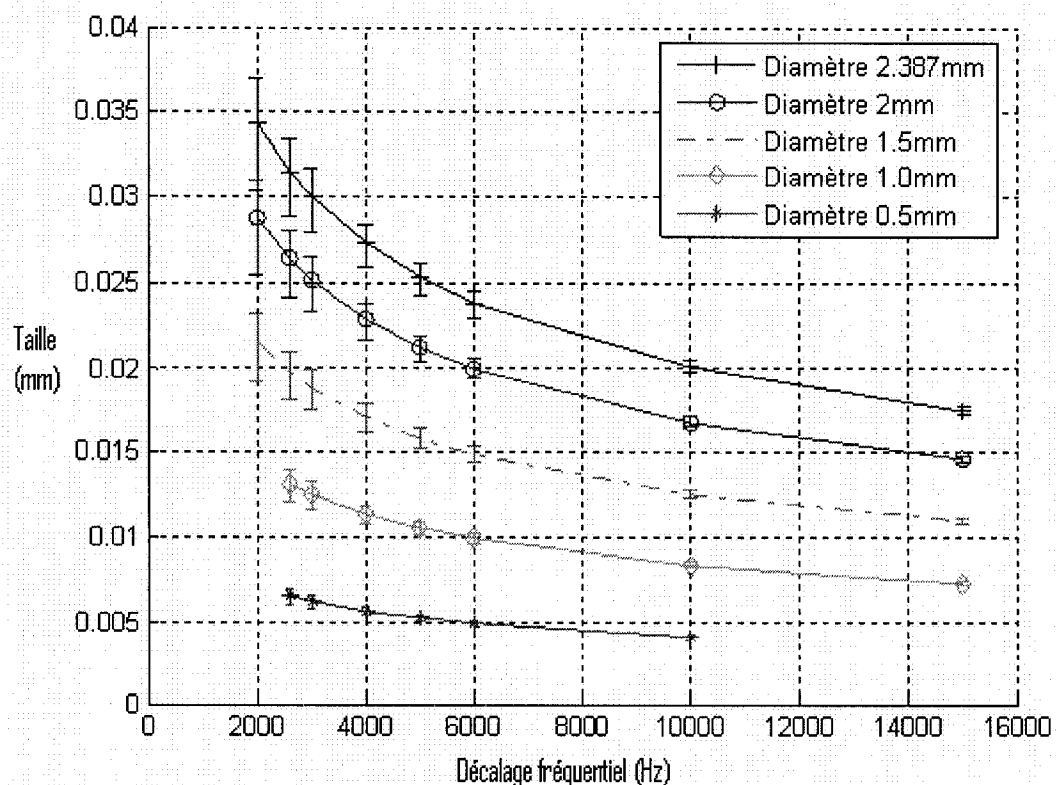


Figure 4.20 : Graphique du volume excité en fonction du décalage fréquentiel et du diamètre d'une sphère ayant une densité magnétique à la saturation de 1.67 T.

Plusieurs points sont à considérer lors de la recherche des valeurs optimales des différents facteurs influençant la localisation. Par exemple, le décalage fréquentiel doit être assez élevé pour ne pas avoir la contribution des zones de forte différence de susceptibilité du corps humain. En même temps, afin de garantir un meilleur SNR, le décalage fréquentiel ne doit pas être très élevé. La durée de l'onde RF quant à elle, permet à la fois d'améliorer le SNR et de réduire le temps d'exécution de la séquence. Une onde RF qui dure le moins de temps possible assure à la fois une épaisseur excitée plus grande et une séquence moins longue. On est toutefois limité par les capacités matérielles de l'IRM étant donné que réduire la durée implique plus de puissance pour le même angle d'excitation.

CONCLUSION

Tout au long de ce mémoire, nous avons traité différentes méthodes de localisations envisageables pour un dispositif ferromagnétique en IRM. Nous avons vu les difficultés liées à l'utilisation de capteurs magnétiques pour la localisation. Nous nous sommes tournées par la suite vers les capacités d'imagerie de l'IRM. Malheureusement, aucune technique de localisation citée dans la littérature ne semble être applicable dans le contexte du MR-Sub.

En exploitant les propriétés ferromagnétiques du dispositif, deux techniques de localisation sont réalisées. La première technique repose sur une séquence d'imagerie déjà existante, les images de phase, que nous avons exploités pour le but de la localisation. Bien qu'ayant des avantages par rapport aux images d'amplitudes elle a aussi des inconvénients notamment le fait qu'elle nécessite beaucoup de temps d'acquisition et de traitement. Une autre approche, la localisation par projection, est par la suite développée qui répond mieux aux contraintes temporelles et spatiales du MR-Sub. Des tests préliminaires montrent qu'il est possible de localiser en utilisant la résolution maximale de l'IRM avec une seule ligne de l'espace K .

Nous avons validé la technique de localisation par projection pour le cas d'une bille statique. Aucun test n'a été fait avec la bille en mouvement sachant que dans l'application finale le dispositif sera libre de bouger. Deux phénomènes causent le

déplacement du dispositif, le débit sanguin et la force magnétique. Pour ce qui est du débit sanguin, une synchronisation entre le système de localisation et un ECG (électrocardiogramme) permet d'appliquer la séquence de localisation lorsque le débit est minimal. Pour ce qui est de la force magnétique, les gradients appliqués pour la localisation induisent une force sur le dispositif qui est donnée par :

$$\vec{F}_m = V \cdot \vec{M} \cdot \nabla \vec{B}$$

Cette force qui est proportionnelle au gradient peut être réduite en diminuant l'intensité des gradients intervenant dans la séquence de localisation. La diminution de l'intensité des gradients a deux conséquences : le rallongement du temps d'acquisition et l'augmentation des distorsions géométriques telle que discuté au chapitre 3. Toutefois, les gradients de localisation sont appliqués pendant de très courtes durées et des expériences doivent être menées pour quantifier leurs effets et déduire s'il est nécessaire de les réduire ou de les compenser.

Nous avons discuté des effets du mouvement du dispositif sur la précision de la technique de localisation mais il existe d'autres sources d'incertitudes telles que le mouvement du patient, la respiration et la contraction des vaisseaux sanguins. Des techniques de recalage doivent être employés afin de corriger la position par rapport à ces variations.

RÉFÉRENCES

- [1] ABBESS, [Online], <http://abbess.com/>, (page consultée le 23/Mar./2004).
- [2] Antero Koivula, Magnetic resonance image distortions due to artificial macroscopic objects 2002. University of Oulu.
- [3] Atalar, E., Kraitichman, D. L., Carkhuff, B., Lesho, J., Ocali, O., Solaiyappan, M., Guttman, M. A., and Charles, H. K. Jr., Catheter-tracking FOV MR fluoroscopy *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 40, no. 6, pp. 865-72, Dec, 1998.
- [4] Bakker, C. J., Hoogeveen, R. M., Weber, J., van Vaals, J. J., Viergever, M. A., and Mali, W. P., Visualization of dedicated catheters using fast scanning techniques with potential for MR-guided vascular interventions *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 36, no. 6, pp. 816-20, Dec, 1996.
- [5] Bakker, C. J. G., Bos, C., and Weinmann, H. J., Passive tracking of catheters and guidewires by contrast-enhanced MR fluoroscopy *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 45, no. 1, pp. 17-23, Jan, 2001.
- [6] Balac, S., Caloz, G., Cathelineau, G., Chauvel, B., and de Certaines, J. D., Integral method for numerical simulation of MRI artifacts induced by metallic implants *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 45, no. 4, pp. 724-7, Apr, 2001.
- [7] Balac Stéphane, Artifacts de susceptibilité magnétique en IRM : étude du probleme de magnétostatique et simulation numérique 1997. université de Renne I .

- [8] Bartels, L. W. and Bakker, C. J. G., Endovascular interventional magnetic resonance imaging *Physics in Medicine and Biology*, vol. 48, no. 14, pp. 37-64, Jul 21, 2003.
- [9] Bartels, L. W., Bakker, C. J. G., Bos, R., van der Weide, R., and Viergever, M. A., "MR guidance of vascular interventions," *Proceedings International Workshop on Medical Imaging and Augmented Reality, 10-12 June 2001*, pp. 39-43, 2001.
- [10] Benoit-Cattin, H., Collewet, G., Belaroussi, B., Saint-Jalmes, H., and Odet, C., The SIMRI project: A versatile and interactive MRI simulator *Journal of Magnetic Resonance*, vol. 173, no. 1, pp. 97-115, 2005.
- [11] Bloch, F., Nuclear induction *Physical Review*, vol. 70, pp. 474-460, Oct 1, 1946.
- [12] Bui, F. M., Bott, K., and Mintchev, M. P., A quantitative study of the pixel-shifting, blurring and nonlinear distortions in MRI images caused by the presence of metal implants *Journal of Medical Engineering & Technology*, vol. 24, no. 1, pp. 20-7, Jan, 2000.
- [13] Burl, M., Coutts, G. A., Herlihy, D. J., Hill-Cottingham, R., Eastham, J. F., Hajnal, J. V., and Young, I. R., Twisted-pair RF coil suitable for locating the track of a catheter *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 41, no. 3, pp. 636-8, Mar, 1999.
- [14] Costa Monteiro, E., Bruno, A. C., Louro, S. R. W., Costa Ribeiro, P., and Fonseca Costa, A., Magnetic localisation of a current dipole implanted in dogs *Physics in Medicine and Biology: Biomagnetic Inverse Problem Conference, April 1986*, vol. 32, no. 1, pp. 65-70, Jan, 1987.
- [15] Duerk, J. L., Wong, E. Y., and Lewin, J. S., A brief review of hardware for catheter tracking in magnetic resonance imaging *Magnetic Resonance*

Materials in Physics, Biology and Medicine: ISMRM Workshop on MRI Hardware, 23-25 Feb. 2001, vol. 13, no. 3, pp. 199-208, Jan, 2002.

- [16] Ford J.C., Wehrli F.W., and Chung H.-W., Magnetic field distribution in models of trabecular bone *Journal of magnetic resonance in medecine*, vol. 30, pp. 373-379, 1993.
- [17] Given Imaging, Given Imaging Home Page, www.givenimaging.com, (page consultée le 15 mars 2005).
- [18] Glowinski, A., Adam, G., Buckner, A., Neuerburg, J., Van Vaals, J. J., and Gunther, R. W., Catheter visualization using locally induced, actively controlled field inhomogeneities *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 38, no. 2, pp. 253-8, Aug, 1997.
- [19] Glowinski, A., Adam, G., Buckner, A., van Vaals, J., and Gunther, R. W., A perspective on needle artifacts in MRI: an electromagnetic model for experimentally separating susceptibility effects *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 19, no. 12, pp. 1248-52, Dec, 2000.
- [20] Grady, M. S., Howard, M. A., Ritter, R. C., Quate, E. G., Molloy, J. A., Lawson, M. A., Wika, K. G., Ramos, P. A., and Gillies, G. T., Magnetic stereotaxis system for neurosurgical procedures *Instrumentation in the Aerospace Industry, Proceedings of the ISA Aerospace Instrumentation Symposium: Proceedings of the 37th International Instrumentation Symposium, May 5-9 1991*, vol. 37, pp. 665-675, 1991.
- [21] Grady, M. S., Howard, M. A. 3rd, Broadus, W. C., Molloy, J. A., Ritter, R. C., Quate, E. G., and Gillies, G. T., Magnetic stereotaxis: a technique to deliver stereotactic hyperthermia *Neurosurgery*, vol. 27, pp. 1010-5; discussion 1015-6, Dec, 1990.

- [22] Grady, M. S., Howard, M. A. 3rd, Dacey, R. G. Jr, Blume, W., Lawson, M., Werp, P., and Ritter, R. C., Experimental study of the magnetic stereotaxis system for catheter manipulation within the brain *J Neurosurg*, vol. 93, pp. 282-8, Aug, 2000.
- [23] Grady, M. S., Howard, M. A. 3rd, Molloy, J. A., Ritter, R. C., Quate, E. G., and Gillies, G. T., Preliminary experimental investigation of in vivo magnetic manipulation: results and potential application in hyperthermia *Med Phys*, vol. 16, pp. 263-72, Mar, 1989-Apr 30, 1989.
- [24] Grady, M. S., Howard, M. A. 3rd, Molloy, J. A., Ritter, R. C., Quate, E. G., and Gillies, G. T., Nonlinear magnetic stereotaxis: three-dimensional, in vivo remote magnetic manipulation of a small object in canine brain *Med Phys*, vol. 17, pp. 405-15, May, 1990-Jun 30, 1990.
- [25] Haacke E. Marc, Robert W. Brown, Michael R. Thompson, Ramesh Venkatesan. Magnetic Resonance imaging physical principles and sequence design. 914p. John Wiley and sons, Inc. 1999.
- [26] Hillenbrand, C. M., Elgort, D. R., Wong, E. Y., Reykowski, A., Wacker, F. K., Lewin, J. S., and Duerk, J. L., Active device tracking and high-resolution intravascular MRI using a novel catheter-based, opposed-solenoid phased array coil *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 51, no. 4, pp. 668-75, Apr, 2004.
- [27] Hornac J.P., The basics of MRI, <http://www.cis.rit.edu/htbooks/mri/>, (page consultée le 8/Apr./2003).
- [28] Howard, M. A., Grady, M. S., Ritter, R. C., Gillies, G. T., Quate, E. G., and Molloy, J. A., Magnetic movement of a brain thermoceptor *Neurosurgery*, vol. 24, pp. 444-8, Mar, 1989.

- [29] Inaba, T., Shima, A., Konishi, M., Yanagisawa, H., Takada, J., and Araki, K., Magnetic dipole signal detection and localization using subspace method *Electronics and Communications in Japan, Part 3 (Fundamental Electronic Science)*, vol. 85, no. 5, pp. 23-34, 2002. 1042-0967. Kamakura Works, Mitsubishi Electr. Corp., Kamakura, Japan.
- [30] Institut canadien d'information sur la santé, L'imagerie médicale au Canada, [http://www.cihi.ca/cihiweb/disPage.jsp?cw_page=AR_1043_F], (page consultée le 03 mars 2005).
- [31] Jiles, D. *magnetism and magnetic materials*, Chapman and Hall, 1990.
- [32] Kochli, V. D., McKinnon, G. C., Hofmann, E., and von Schulthess, G. K., Vascular interventions guided by ultrafast MR imaging: evaluation of different materials *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 31, no. 3, pp. 309-14, Mar, 1994.
- [33] Ladd, M. E. and Quick, H. H., Reduction of resonant RF heating in intravascular catheters using coaxial chokes *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 43, no. 4, pp. 615-19, Apr, 2000.
- [34] Lauterbur, P. C., Image formation by induced local interactions: examples employing nuclear magnetic resonance *Nature*, vol. 242, no. 5394, pp. 190-1, Mar 16, 1973.
- [35] Lounasmaa, O. V., Medical applications of SQUIDs in neuro- and cardiomagnetism *Physica Scripta Volume T: 15th General Conference of the Condensed Matter Division of the European Physical Society, 22-25 April 1996*, vol. T66, pp. 70-9, 1996.
- [36] Lounasmaa, O. V. and Seppa, H., SQUIDs in neuro- and cardiomagnetism *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 135, no. 5-6, pp. 295-335, Jun,

- 2004-. 0022-2291. Low Temp. Laboratory, Helsinki Univ. of Technol., Finland.
- [37] Martin, A., Weber, O., Saloner, D., Higashida, R., Wilson, M., Saeed, M., and Higgins, C., Application of MR technology to endovascular interventions in an XMR Suite *Medicamundi*, vol. 46, no. 3, pp. 28-34, Nov, 2002-. 0025-7664. Dept. of Radiat., California Univ., San Francisco, CA, USA.
- [38] Mathieu, J.-B., Méthode de propulsion d'un corps ferromagnétique à l'aide d'un système d'imagerie par résonance magnétique 2004. Université de Montréal.
- [39] McNeil, R. G., Ritter, R. C., Wang, B., Lawson, M. A., Gillies, G. T., Wika, K. G., Quate, E. G., Howard, M. A. 3rd, and Grady, M. S., Characteristics of an improved magnetic-implant guidance system *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, vol. 42, no. 8, pp. 802-807, 1995.
- [40] Milnor, W. R. *Hemodynamics*, Baltimore/London: Williams and Wilkins, 1982.
- [41] Miquel, M. E., Hegde, S., Muthurangu, V., Corcoran, B. J., Keevil, S. F., Hill, D. L. G., and Razavi, R. S., Visualization and tracking of an inflatable balloon catheter using SSFP in a flow phantom and in the heart and great vessels of patients *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 51, no. 5, pp. 988-95, May, 2004.
- [42] Molloy, J. A., Ritter, R. C., Grady, M. S., Howard, M. A. 3rd, Quate, E. G., and Gillies, G. T., Experimental determination of the force required for insertion of a thermoseed into deep brain tissues *Ann Biomed Eng*, vol. 18, pp. 299-313, 1990.
- [43] Paschal B.C. and Morris D., K-space in the clinic *Journal of magnetic resonance imaging*, vol. 19, pp. 145-159, 2004.

- [44] Peters, D. C., Lederman, R. J., Dick, A. J., Raman, V. K., Guttman, M. A., Derbyshire, J. A., and McVeigh, E. R., Undersampled projection reconstruction for active catheter imaging with adaptable temporal resolution and catheter-only views *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 49, no. 2, pp. 216-22, Feb, 2003.
- [45] Purcell, E. M., Bloembergen, N., and Pound, R. V., Resonance absorption by nuclear magnetic moments in a single crystal of CaF_2 *Physical Review*, vol. 70, pp. 988 Dec 1, 1946.
- [46] Quate, E. G., Gillies, G. T., Molloy, J. A., Ritter, R. C., Grady, M. S., and Howard III, M. A., Video tumor fighter magnetic manipulation system *university of virginia technical report No. UVA/640419/N-EEP89/103*, vol. pp. 135ppMay, 1989.(Abstract)
- [47] Quick, H. H., Zenge, M. O., Kuehl, H., Kaiser, G., Aker, S., Massing, S., Bosk, S., and Ladd, M. E., Interventional magnetic resonance angiography with no strings attached: wireless active catheter visualization *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 53, no. 2, pp. 446-55, Feb, 2005.
- [48] Rasche, V., Holt, D., Kohler, J., Proksa, R., and Roschmann, P., Catheter tracking using continuous radial MRI *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 37, no. 6, pp. 963-8, Jun, 1997.
- [49] Ribeiro, P. C., Williamson, S. J., and Kaufman, L., SQUID arrays for simultaneous magnetic measurements: calibration and source localization performance *IEEE Transactions on Biomedical Engineering*, vol. 35, no. 7, pp. 551-60, Jul, 1988.
- [50] Ritter, R. C., Quate, E. G., Gillies, G. T., Grady, M. S., Howard, M. A. 3rd, and Broaddus, W. C., Measurement of friction on straight catheters in in vitro brain and phantom material *IEEE Trans Biomed Eng*, vol. 45, pp. 476-85,

Apr, 1998.

- [51] Rubin, D. L., Ratner, A. V., and Young, S. W., Magnetic susceptibility effects and their application in the development of new ferromagnetic catheters for magnetic resonance imaging *Invest. Radiol.*, vol. 25, pp. 1325-32, 1990.
- [52] Schenck J.F., The role of magnetic susceptibility in magnetic resonance imaging *Medical Physics*, vol. 23, pp. 815-850, 1996.
- [53] Seppenwoolde, J.-H., Viergever, M. A., and Bakker, C. J. G., Passive tracking exploiting local signal conservation: the white marker phenomenon *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 50, no. 4, pp. 784-90, Oct, 2003.
- [54] Stereotaxis, [Online], www.stereotaxis.com, (page consultée le 3/Oct./2005).
- [55] Sumanaweera, T. S., Glover, G. H., Binford, T. O., and Adler, J. R., MR susceptibility misregistration correction *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 12, no. 2, pp. 251-259, 1993.
- [56] Susil, R. C., Yeung, C. J., Halperin, H. R., Lardo, A. C., and Atalar, E., Multifunctional interventional devices for MRI: a combined electrophysiology/MRI catheter *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 47, no. 3, pp. 594-600, Mar, 2002.
- [57] Unal, O., Korosec, F. R., Frayne, R., Strother, C. M., and Mistretta, C. A., A rapid 2D time-resolved variable-rate k-space sampling MR technique for passive catheter tracking during endovascular procedures *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 40, no. 3, pp. 356-62, Sep, 1998.
- [58] van der Weide, R., Bakker, C. J. G., and Viergever, M. A., Localization of intravascular devices with paramagnetic markers in MR images *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 20, no. 10, pp. 1061-71, Oct, 2001.

- [59] van der Weide, R., Zuiderveld, K. J., Bakker, C. J. G., Hoogenboom, T., van Vaals, J. J., and Viergever, M. A., Image guidance of endovascular interventions on a clinical MR scanner *IEEE Transactions on Medical Imaging*, vol. 17, no. 5, pp. 779-85, Oct, 1998.
- [60] Wacker, F. K., Reither, K., Ebert, W., Wendt, M., Lewin, J. S., and Wolf, K. J., MR image-guided endovascular procedures with the superparamagnetic iron oxide SH U 555 C as an intravascular contrast agent: study in pigs *Radiology*, vol. 226, no. 2, pp. 459-64, Feb, 2003.
- [61] Wellman, B. J., Howard III, M. A., Dacey, R. G., Grady, S., Ritter, R. C., and Gilles, G. T., "Magnetically guided interventional medicine," *Proceedings of Surgical-Assist Systems, Jan 25-28 1998*, pp. 15-25, 1998.
- [62] R.L. Whitmore. *Rheology of the Circulation*, Pergamon Press, 1968.
- [63] Wynn, W. M., "Magnetic dipole localization with a gradiometer: Obtaining unique solutions," *Proceedings of the 1997 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium, IGARSS'97. Part 3 (of 4), Aug 3-8 1997*, pp. 1483-1485, 1997.
- [64] Yesin, K. B., Vollmers, K., and Nelson, B. J., "Analysis and design of wireless magnetically guided microrobots in body fluids," *Proceedings- 2004 IEEE International Conference on Robotics and Automation, Apr 26-May 1 2004*, pp. 1333-1338, 2004.
- [65] Zelaya, F. O., Crozier, S., Dodd, S., McKenna, R., and Doddrell, D. M., Measurement and compensation of field inhomogeneities caused by differences in magnetic susceptibility *Journal of Magnetic Resonance, Series A*, vol. 115, no. 1, pp. 131-6, Jul, 1995. 1064-1858.
- [66] Zhi-Pei Liang, Principles of magnetic resonance imaging a signal processing

perspective Anonymouspp. 4162000. IEEE press.

- [67] Zuehlsdorff, S., Umathum, R., Volz, S., Hallscheidt, P., Fink, C., Semmler, W., and Bock, M., MR coil design for simultaneous tip tracking and curvature delineation of a catheter *Magnetic Resonance in Medicine*, vol. 52, no. 1, pp. 214-18, Jul, 2004.

ANNEXES

ANNEXE A : SPÉCIFICATION DES CAPTEURS HALL

Le capteur de champ magnétique utilisé est fourni par la compagnie *lakeshore*¹². Il s'agit d'un capteur fabriqué avec la technologie montage en surface (*surface mount*) dont les spécifications sont données au Tableau A.1 et les dimensions données à la Figure A.1.

Tableau A.1 : Spécifications des capteurs Hall

Description	Active area (approx)	Input resistance (approx)	Output resistance (approx)	Nominal control current (I_{CN})	Maximum continuous current (non-heat sunk)	Magnetic sensitivity (I_c = nominal control current)	Magnetic linearity error (sensitivity vs. field)
Low cost; high sensitivity; surface mount	0.005 in \times 0.005 in square	450 Ω to 900 Ω	550 Ω to 1350 Ω	1 mA	10 mA	11 mV/kG to 28 mV/kG	$\pm 1\%$ RDG (-10 to 10 kG) $\pm 2\%$ RDG (-20 to 20 kG)
Zero field offset voltage	Operating temperature range	Mean temperature coefficient of magnetic sensitivity	Mean temperature coefficient of offset (I_c = nominal control current)	Mean temperature coefficient of resistance	Leads	Data	
± 2.8 mV (max)	-55 $^{\circ}\text{C}$ to +125 $^{\circ}\text{C}$	-0.06%/ $^{\circ}\text{C}$ (max)	± 1 $\mu\text{V}/^{\circ}\text{C}$ (max)	$\pm 0.15\%/^{\circ}\text{C}$ (approx)	NA	Uncalibrated	

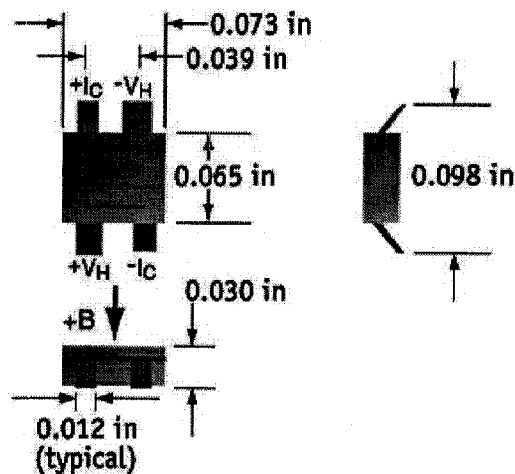


Figure A.1 : Dimensions des capteurs Hall utilisés

¹² <http://www.lakeshore.com/>

ANNEXE B : CODE SOURCE MATLAB

Le code source MATLAB relié à la localisation par images de phase est présenté ici.

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% PROJECTDIPLOC.m
%
%   Fait par : Ouajdi Felfoul
%   Mars 2004
%   Description : Programme MatLab pour le
%   Positionnement par image de phase
%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Lecture de l'image de phase
[ImData, map] = dicomread('46546711');

% Conditionnement de l'image
ImData = ImData(51:213,52:206);

% Enlèvement du recouvrement de phase
for ii = 1:size(ImData,1)
    C = double(ImData(ii,1:floor(size(ImData,2)/2)));
    d = double(C*2*pi/4096);
    U = unwrap(d);
    ImDataG2(ii,:) = U;
end
for ii = 1:size(ImData,1)
    C = double(ImData(ii,floor(size(ImData,2))-1:floor((size(ImData,2)/2))));
    d = double(C*2*pi/4096);
    U = unwrap(d);
    ImDataG3(ii,:) = U;
end
ImData = [ImDataG2 flipdim(ImDataG3,2)];

% Calcul du gradient spatial
[GradX,GradY] = gradient(double(ImData));

```

```

% Binariser les images de gradients
GradXBin = (GradX>0);
GradYBin = (GradY>0);

% Seuillage par un filtre logarithmique
hLog = fspecial('log',[3 3],0.2);
GradFFTXlog = imfilter(GradXBin,hLog);
GradFFTZlog = imfilter(GradYBin,hLog);

% Affichage des image
figure
colormap(gray)
affiche(double(GradFFTXlog))
figure
colormap(gray)
affiche(double(GradFFTZlog))

% Transformée de Radon et affichage
theta = 0:179;
[R1,xp1] = radon(GradFFTXlog,theta);
[R2,xp2] = radon(GradFFTZlog,theta);
figure(12), imagesc(theta,xp1, R1); colormap(hot); %affiche(R1);
xlabel("\theta (degrees)"); ylabel('X\prime');
title('R_{\theta} (X\prime)');
figure(13), imagesc(theta,xp2, R2); colormap(hot); %affiche(R2);
xlabel("\theta (degrees)"); ylabel('X\prime');
title('R_{\theta} (X\prime)');
% fin

```

ANNEXE C : PUBLICATIONS

Publication MR-Sub

1. Martel, S.; Mathieu, J.-B.; Felfoul, O.; Macicior, H.; Beaudoin, G.; Soulez, G., and Yahia, L'H. Adapting MRI systems to propel and guide microdevices in the human blood circulatory system. Conference Proceedings - 26th Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society, EMBC 2004, Sep 1-5.
2. Mathieu, J.-B.; Martel, S.; Yahia, L. 'H.; Soulez, G., and Beaudoin, G. MRI systems as a mean of propulsion for a microdevice in blood vessels. Proceedings of the 25th Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society, 17-21 Sept. 2003Cancun, Mexico: IEEE; 2003a: 3419-22.
3. Mathieu, Jean-Baptiste; Martel, Sylvain; Yahia, L'Hocine; Soulez, Gilles, and Beaudoin, Gilles. Preliminary Studies for Using Magnetic Resonance Imaging Systems as a Mean of Propulsion for Microrobots in Blood Vessels and Evaluation of Ferromagnetic Artefacts. CCECE 2003 Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering: Toward a Caring and Humane Technology, May 4-7 2003Montreal, Canada.

Publication module de localisation du MR-Sub

1. Felfoul, O.; Martel, S.; Beaudoin, G., and Mathieu, J.-B. Micro-device's susceptibility difference based MRI positioning system, a preliminary investigation. Conference Proceedings - 26th Annual International Conference of the IEEE Engineering in Medicine and Biology Society, EMBC 2004, Sep 1-5.